PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1932 — Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1932. — 33. Jahrgang

INHALT:

Originalmitteilungen:

G. Jaffé, Über den Einfluß von α-Strahlen auf den Elektrizitätsdurchgang durch Kristalle. S. 393.

C. T. Zahn, Berechnung der Dipolmomente von Molekülen mit mehreren Achsen freier Drehbarkeit. S. 400.

E. Pauls, Über das Multiplex-interferenzspektroskop. S. 405.

W. Möbius, Der Torsionsmodul des Nickels bei höheren Temperaturen unter gleichzeitiger Magnetisierung. S. 411.

F. Herold, Sichtbarmachung hochfrequenter elektrischer Schwingungen durch elektrodenlose Glimmentladung. S. 418.

R. Mohr, Allgemeines Dampfdruckgerät. S. 419.

Besprechungen:

F. Fischer und H. Lichte, Tonfilm-Aufnahme und Wiedergabe nach dem Klangfilm-Verfahren. S. 420.

P. Brunet, Les physiciens hollandais et la méthode experimentale en France au XVIII^{e} siècle. S. 421.

P. Brunet, Maupertuis, étude biographique. L'œuvre et sa place dans la pensée scientifique du XVIII^{e} siècle. S. 421.

P. Brunet, L'introduction des théories de Newton en France au XVIII^{e} siècle. S. 421.

W. Hume—Rothery, The metallic State; Electrical Properties and Theories. S. 421.

A. F. Weinhold, Physikalische Demonstrationen. S. 422.

M. Pirani, Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik. S. 423.

M. Cohn und W. Barth, Lehrbuch der Röntgenstereoskopie. S. 423.

W. Gent, Die Raum-Zeit-Philosophie des 19. Jahrhunderts. S. 423.

L. Brillouin, L'atome de Bohr. S. 424.

Verhandlungen des 3. Internationalen Kongresses für technische Mechanik. S. 424.

Tagesereignisse. S. 424.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis. S. 424.

Personalien. S. 424.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Über den Einfluß von α-Strahlen auf den Elektrizitätsdurchgang durch Kristalle.

Von George Jaffé.

Das Studium des Elektrizitätsdurchgangs durch Kristalle hat in den letzten Jahren beträchtliche Fortschritte erzielt, vor allem durch die Untersuchungen von Joffé und seinen Schülern[1]). Auch der Einfluß von Röntgenstrahlen ist bei einer Reihe von festen Isolatoren studiert, allerdings vorzugsweise bei nichtkristallinen Substanzen, und die ionisierende Wirkung von durchdringenden Radiumstrahlen ist schon lange bekannt[2]). Dagegen ist der Einfluß von α-Strahlen noch nicht in dem wünschenswerten Umfang untersucht. Dem Verfasser sind nur zwei Arbeiten über diesen Gegenstand bekannt. Greinacher[1]) beobachtete an dünnen Schellackschichten Stromänderungen, die aber nicht auf eine Leitfähigkeitserhöhung der Schichten zurückzuführen waren, sondern teils auf Störungen an den Elektroden, teils auf die positive Ladung der α-Teilchen selbst. Schiller[2]) stellte an dünnen Glimmerschichten bei der Bestrahlung mit starken Präparaten von *RaB* + *RaC* eine Stromzunahme fest[3]) und konnte durch eine Absorptionsmessung zeigen, daß es sich dabei im wesentlichen um eine Wirkung der α-Strahlen von *RaC* handelt, aber die Messungen beziehen sich nur auf eine einzige Feldstärke (von rund $1{,}5 \cdot 10^{6}$ Volt/cm) und geben keinen Aufschluß über den zeitlichen Verlauf der Erscheinung.

Nun ist das Studium des Einflusses von α-Strahlen darum von Interesse, weil sich ihre Wirkung in dichten Medien auf eine relativ

1) Man vgl. insbesondere die Arbeit von A. Joffé, Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923, die zum Teil in Gemeinschaft mit W. C. Röntgen ausgeführt ist. Ferner: A. D. Goldhammer, Zeitschr. f. Phys. **57**, 173, 1929; daselbst weitere Literatur. A. Joffé, D. Rojansky, K. Sinelnikov, Zeitschr. f. Phys. **66**, 143, 1930. E. Hochberg u. V. Joffé, Zeitschr. f. Phys. **66**, 172, 1930.

2) D. Nasledow und P. Scharawsky, Ann. d. Phys. V. Folge **3**, 63, 1929; daselbst die ältere Literatur. Ann. d. Phys. **5**, 429, 1930. W. M. Tutschkewitsch, Ann. d. Phys. **6**, 222, 1930. H. Neumann, Zeitschr. f. Phys. **45**, 717, 1927. F. Seidl, Zeitschr. f. Phys. **73**, 45, 1932. — Auf die lichtelektrische Leitung — als einen Elektronen-Effekt — gehen wir hier nicht ein.

1) H. Greinacher, Le Radium **6**, 291, 1909.

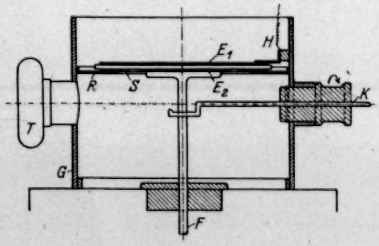
2) H. Schiller, Ann. d. Phys. **81**, 32, 1926.

3) Auch Joffé gibt in der schon zitierten Arbeit (Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923, man vgl. S. 488) an, daß α-, β- und γ-Strahlen die Leitfähigkeit der Quarze erhöhen, doch finden sich dort keine Einzelheiten über die einzelnen Strahlenarten.

dünne, der bestrahlten Elektrode anliegende Schicht beschränkt. Nach den Ergebnissen von Joffé u. a. besteht aber ein wesentlicher Teil des Vorgangs beim Elektrizitätsdurchgang durch feste Dielektrika in der Ausbildung von Schichten freier Ladungen an den Elektroden, und solche Schichten dürften durch α-Strahlen mehr oder weniger zerstört werden. Es schien dem Verfasser daher nicht überflüssig — auch im Zusammenhang mit theoretischen Überlegungen, die demnächst erscheinen sollen — die Erscheinung näher zu studieren. Über solche Versuche, die vorläufig nur an Glimmer und Quarz ausgeführt wurden, soll im folgenden berichtet werden.

§ 1. Meßanordnung und Fehlerquellen.

Da nach den Angaben von Greinacher bei den erreichbaren Feldstärken nur mit einem schwachen Effekt zu rechnen war, mußte auf hohe Empfindlichkeit für Strommessung gesehen werden. Es kam ein Wulfsches Einfaden-Elektrometer bei einer Empfindlichkeit von etwa 50 Teilstrichen pro Volt zur Verwendung, und der Meßkondensator wurde unmittelbar in den oberen, zylindrischen Teil des Elektrometers eingebaut (Fig. 1). Die benutzten zwei Glimmerblättchen



½ natürl. Größe.

Fig. 1.

waren kreisförmig von 4 cm Durchmesser und hatten eine Dicke von 0,198 bzw. 0,105 mm. Sie waren mit Belegungen von Aluminiumfolie nach Art eines Schutzringkondensators versehen; die obere Belegung E_1 stand über H mit der Hochspannungsbatterie in Verbindung, die untere E_2 (2 cm Durchmesser) mit dem Träger des Fadens F. Der Schutzring S war geerdet, ebenso wie der zweite Ring R, der an der äußeren Zylinderwand G befestigt war und, wie Kontrollversuche zeigten, verhinderte, daß Ladungen aus dem oberen Raum um den Glimmerkondensator herum an das isolierte System gelangten. Der Kontakt K diente zur Erdung des isolierten Systems bzw. zum Anschluß an eine Potentiometereinrichtung.

Die verwendeten Quarzplatten waren 3 × 3 cm² groß und etwa 0,12 mm dick; da solche Platten sehr zerbrechlich sind, diente bei ihnen als untere Belegung ein Träger aus Aluminium, an den sich ein mit Bernstein isolierter Schutzring anschloß. Auch mußte bei den Messungen mit Quarz der untere Raum völlig abgeschlossen sein und mittels der Trockeneinrichtung T, die Phosphorpentoxyd enthielt, gut getrocknet werden.

Es wurden Spannungen bis zu 1200 Volt benutzt; die gemessenen Ströme lagen zwischen $2 \cdot 10^{-5}$ und $8 \cdot 10^{-4}$ elektrostatischen Stromeinheiten, d. h. zwischen $7 \cdot 10^{-15}$ und $2{,}7 \cdot 10^{-13}$ Ampere. Die Eichung in Stromeinheiten erfolgte auf die Weise, daß bei größeren Stromwerten diese abwechselnd mit dem Elektrometer und einer Curieschen Piezoquarzeinrichtung gemessen wurden.

Die obere Elektrode E_1 bestand in ihrem mittleren Teil aus Aluminiumfolie von rund 1 mm Luftäquivalent; das Poloniumpräparat, das als α-Strahlenquelle diente, konnte von oben auf E_1 gelegt werden, ohne daß irgend etwas an der Anordnung verändert zu werden brauchte. Es ist aber zu beachten, daß die dünne *Al*-Folie nicht allein für die Schwächung der α-Strahlen in Betracht kam, da sie mit verdünnter Gummiarabikumlösung auf die Kristallplatte geklebt war. Das Luftäquivalent des Klebemittels erwies sich hinterher größer als vermutet worden war, so daß nur etwa der sechste Teil des Reichvermögens wirksam wurde (s. u. S. 398). Um diesen Übelstand abzustellen, wurden zum Schluß noch einige Versuche ausgeführt, bei denen als obere Elektrode eine durch Zerstäubung hergestellte noch durchsichtige Silberschicht Verwendung fand.

Es standen zu verschiedenen Zeiten zwei Poloniumpräparate zur Verfügung; das eine hatte eine aktive Fläche von 2,4 cm² und unterhielt am Stichtag (s. u. S. 397) einen Sättigungsstrom von 140 E.-E. in Luft, das zweite entsprach bei 1,0 × 1,0 cm² Fläche anfangs 300 E.-E.[1]).

Die Eigenleitfähigkeit der untersuchten Kristallplatten zeigte die oft beschriebenen charakteristischen Merkmale: starke zeitliche Abnahme des Stromes nach Anlegen (oder Erhöhen) des Feldes und zeitlich abnehmenden Polarisationsstrom entgegengesetzter Richtung nach Abschalten (oder hinreichender Erniedrigung) des Feldes. Nach etwa 20 Stunden sind die Änderungen des Stromes sehr gering geworden, jedoch ist das Erreichen eines wirklichen stationären Endwertes auch in 48 Stunden nie beobachtet worden. Die Eigenleitfähigkeit ist bei den hier mitzuteilen-

1) Für die Eichung der Präparate bin ich Herrn Dr. H. Becker zu Dank verpflichtet.

den Messungen eliminiert und bildet nicht den Gegenstand der Untersuchung; es soll darum nur nebenbei erwähnt werden, daß für die Abhängigkeit des Stromes von der Spannung im untersuchten Gebiet, d. h. bis zu Feldwerten von etwa $1 \cdot 10^5$ Volt/cm, mit guter Annäherung das Ohmsche Gesetz gilt, wenn man Werte vergleicht, die nach derselben (ziemlich langen) Zeit nach Anlegen des Feldes beobachtet sind[1]). Allerdings wird die Übereinstimmung noch besser, wenn man die Zeiten für hohe Spannungen entsprechend länger wählt, als für niedrigere Spannungen; offenbar bleiben die Änderungen des Stromes um so länger merklich, je höher die Spannung ist. Das Glimmerblättchen I (Dicke 0,198) hatte nach etwa 20 Stunden eine spezifische Leitfähigkeit von $5{,}7 \cdot 10^{-19}$ Ohm cm^{-1}, das Blättchen II (Dicke 0,105 mm) nach der gleichen Zeit $\varkappa = 5{,}1 \cdot 10^{-19}$ Ohm cm^{-1}.

Die Messungen bei α-Bestrahlung wurden vorgenommen, nachdem die Eigenleitfähigkeit hinreichend klein geworden war, und letztere wurde eliminiert, indem abwechselnd eine Gruppe von Beobachtungen mit und ohne Bestrahlung ausgeführt wurde. Fig. 2 zeigt den Verlauf einer

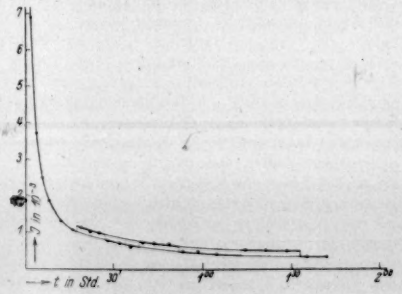


Fig. 2.

der anfänglich aufgenommenen längeren Meßreihen für das Glimmerblättchen II bei + 300 Volt Spannung[2]). Die Zeit t ist, wie stets im folgenden, vom Anlegen des Feldes an gezählt, und die beobachteten Ströme J sind in elektrostatischen Einheiten gegeben. Die Zeitpunkte,

[1]) Dieselbe Tatsache berichtet Joffé für die erste kurze Zeit nach Anlegen der Spannung, Ann. d. Phys. **72**, 461, 1923; man vgl. S. 465, 466. Bei dem dünneren Blättchen II war die von H. H. Poole (Phil. Mag. **32**, 112, 1916) und H. Schiller (Ann. d. Phys. **81**, 32, 1926) für noch höhere Feldstärken beobachtete Zunahme der Leitfähigkeit deutlich wahrnehmbar.

[2]) Diese Angabe bedeutet, daß die obere Elektrode E_1, durch die hindurch die Bestrahlung erfolgte, auf + 300 Volt geladen war.

in denen das α-Präparat aufgelegt oder entfernt wurde, sind durch vertikale punktierte Linien kenntlich gemacht. Jeder Meßpunkt ist (hier, wie überall) das Mittel aus drei Einzelmessungen, die unmittelbar nach einander ausgeführt wurden.

Fig. 2 läßt deutlich den anfänglichen starken Abfall des Stromes erkennen; erst nach etwa 20′ wird der Einfluß der α-Strahlen beobachtbar, aber die Meßgenauigkeit ist während der ersten Stunde noch gering, weil der gemessene Effekt noch kleiner ist, als die Eigenleitfähigkeit und diese noch beträchtlich abnimmt. Fig. 3 zeigt die

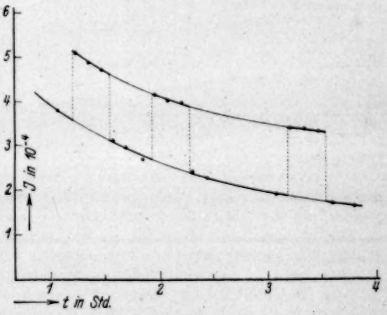


Fig. 3.

Fortsetzung derselben Meßreihe mit verkleinertem Abszissen- und vergrößertem Ordinatenmaßstab. Man erkennt jetzt deutlich, daß die Meßpunkte, die den Messungen mit und ohne α-Strahlen entsprechen, mit relativ geringen prozentischen Abweichungen auf parallelen Kurven liegen, aus deren Abstand man den gesuchten Effekt entnehmen kann. Dieser Abstand entspricht einem Strom $\Delta_{+300} = 1{,}60 \cdot 10^{-4}$ E.-E., während sich am folgenden Tage, etwa 20 Stunden nach Anlegen des Feldes, als Mittel von zwei weiteren Gruppen von Messungen $\Delta_{+300} = 1{,}55 \cdot 10^{-4}$ E.-E. ergab, obgleich die Eigenleitfähigkeit inzwischen auf $1 \cdot 10^{-4}$ gesunken war.

Aus dieser und einer Reihe ähnlicher Messungen ergab sich, daß — für das dünne Glimmerblättchen II — die von den α-Strahlen herrührende Stromzunahme unabhängig von der Zeit und der Größe der Eigenleitfähigkeit ist. Ähnlich lagen die Verhältnisse bei dem dickeren Glimmerblättchen, obgleich dieses deutliche Anzeichen einer Abnahme des Effekts mit der Zeit und mit abnehmender Eigenleitfähigkeit zeigte („Ermüdung").

Nachdem so viel festgestellt war, schien es nicht mehr erforderlich, für jede untersuchte Spannung den ganzen zeitlichen Verlauf aufzunehmen, sondern es genügte, die Messungen nach

so langer Zeit anzustellen, daß die Eigenleitfähigkeit hinreichend klein geworden ist; gewöhnlich wurde t zwischen 16 und 24 Stunden gewählt. Bei diesen Messungen zeigten sich nun gelegentlich — namentlich beim Glimmerblättchen I — Unregelmäßigkeiten in dem Sinne, daß der Effekt zu Beginn der Wirkung der α-Strahlen zu groß war. Fig. 4 zeigt ein Beispiel dieser Störung am Blättchen II bei + 600 Volt Spannung. Die

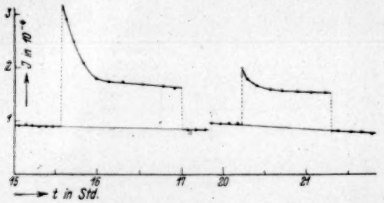


Fig. 4.

anfänglichen Zacken sind gelegentlich noch größer, nehmen aber dann regelmäßig (wie auch in Fig. 4) von jeder Messung zur nächsten ab. Es handelt sich hier offenbar nicht um einen Vorgang im Inneren des Dielektrikums, sondern um dieselbe Erscheinung, die auch Greinacher[1]) beobachtet und gedeutet hat. Sie kommt nämlich nach Greinacher dadurch zustande, daß die Belegungen nicht überall den erforderlichen Kontakt mit dem Dielektrikum haben, so daß sich an manchen Stellen die vollständige Polarisation des Nichtleiters erst ausbilden kann, wenn die α-Strahlen erstmalig in Wirksamkeit treten, wodurch ein Leitfähigkeitseffekt vorgetäuscht wird. Daß diese Erklärung richtig sein dürfte, geht daraus hervor, daß sich die Störung durch Sorgfalt bei der Herstellung der Belegungen weitgehend herabdrücken läßt und bei den oben erwähnten Versuchen (s. S. 394) mit zerstäubter Silberelektrode gänzlich verschwunden war.

Die umgekehrte Erscheinung, die bei der Bestrahlung von festen oder flüssigen Nichtleitern mit Röntgen- oder durchdringenden Radiumstrahlen beobachtet wird[2]): nämlich, daß der Effekt der Strahlen Zeit erfordert, um sich ganz auszubilden, wurde bei den vorliegenden Versuchen niemals festgestellt; wohl aber sind die ersten Messungen nach Entfernen der Strahlungsquelle wie bei den genannten Versuchen fast stets zu groß. Offenbar handelt es sich hier wie dort um die zeitliche Ausbildung veränderter Polarisationsschichten.

Die Ungenauigkeit der elektrischen Messung läßt sich leicht auf wenige Prozent herabdrücken, wenn die Empfindlichkeit des Elektrometers dauernd kontrolliert wird, was mit Hilfe der schon erwähnten Potentiometeranordnung geschah. Trotzdem ist der Fehler der Messungen erheblich höher zu veranschlagen. Innerhalb ein und derselben Versuchsreihe stimmen zwar die Ergebnisse gut miteinander überein, wofür oben (S. 395) schon ein Beispiel gegeben wurde, aber wenn Messungen verglichen werden, die ganz verschiedenen Versuchsreihen angehören, erreicht die Differenz 10 Proz. und manchmal auch mehr. Hierfür dürften vor allem Temperatureinflüsse maßgebend sein. Die Messungen sind bei einer mittleren Temperatur von etwa 18° ausgeführt, aber es waren keinerlei Vorkehrungen getroffen, um die Temperatur konstant zu halten; sie änderte sich manchmal um 1° bis 2° während einer länger dauernden Messung. Die starke Temperaturabhängigkeit der Eigenleitfähigkeit ist bekannt. Nun ist bei den vorliegenden Versuchen die letztere eliminiert, auch scheint der studierte Effekt weniger temperaturabhängig zu sein als die Eigenleitfähigkeit; trotzdem kann das Ergebnis der Messung natürlich davon beeinflußt werden, wenn sich während der Messung die Eigenleitfähigkeit ändert. Fig. 4 zeigt ein Beispiel, bei dem die Eigenleitfähigkeit zwischen den beiden wiedergegebenen Messungen, d. h. zwischen $t = 17$ h und $t = 20$ h, gestiegen ist und dann wieder fällt[1]). Relativ häufig sind die Beispiele, bei denen die Eigenleitfähigkeit nach der Bestrahlung nicht unbeträchtlich gegen diejenige vor der Bestrahlung verändert ist. Darum und wegen der Unregelmäßigkeiten zu Beginn der Bestrahlung wurde durchgehend die Messung auf den Zeitpunkt bezogen, in dem das α-Präparat entfernt wurde, aber es bleibt trotzdem eine gewisse Unsicherheit bestehen.

Außer den Temperaturschwankungen scheinen noch andere Verhältnisse, die mit der Vorbehandlung des Präparats zusammenhängen, auf die absolute Größe des Effektes Einfluß zu haben. Es macht etwas aus, ob man bei steigenden oder fallenden Feldwerten arbeitet, ob man die Messungen bei positiven bzw. negativen Feldwerten miteinander abwechseln läßt, oder mehrere Messungen bei gleicher Richtung des Feldes hintereinander ausführt. Diese Verhältnisse, die wegen

1) a. a. O.

2) Man vgl. für feste Dielektrika: A. Becker, Ann. d. Phys. **12**, 124, 1903; D. Nasledow und P. Scharawsky, Ann. d. Phys. **3**, 63, 1929; W. M. Tutschkewitsch, Ann. d. Phys. **6**, 222, 1930, für flüssige Dielektrika: G. Jaffé, Ann. d. Phys. **25**, 257, 1908.

1) Dieselbe Figur bietet auch ein Beispiel für die oben (S. 395) erwähnte Abnahme des Effekts mit der Zeit bei dem Blättchen I; die spätere Messung liefert einen merklich kleineren Wert ($0{,}72 \cdot 10^{-4}$ E.-E.) als die frühere ($0{,}77 \cdot 10^{-4}$ E.-E.).

der Langsamkeit der fraglichen Vorgänge schwer ganz zu klären sind, beruhen offenbar darauf, daß zu einer gegebenen äußeren Spannung und einer gegebenen Bestrahlung eine bestimmte Polarisation des Dielektrikums, d. h. also eine stationäre Verteilung der vorhandenen Ladungsträger, gehört, daß aber diese Ladungsverteilung sich sehr langsam — bei Zimmertemperatur erst in Tagen — ausbildet und noch langsamer abklingt. So können Änderungen im Polarisationszustand, die von der Vorbehandlung herrühren, noch während der neuen Bestrahlung nachwirken und den Einfluß der letzteren verfälschen. Zusammenfassend wird man sagen müssen, daß die Unsicherheit der einzelnen Messung wohl 10 Proz. erreichen kann, während der Fehler der im folgenden mitgeteilten Mittelwerte kaum 5 Proz. übersteigen dürfte.

Die Messungen an Glimmer erstrecken sich über einen Zeitraum von mehreren Monaten und es sind noch einige Worte darüber zu sagen, wie diese Messungen auf einen gemeinsamen Zeitpunkt reduziert sind. Um eine solche Umrechnung mit Sicherheit vornehmen zu können, mußte man die Abhängigkeit des Effekts von der Intensität der α-Strahlen kennen. Es wird sich zeigen, daß für die untersuchten Feldstärken das Ohmsche Gesetz gilt; handelte es sich also um einen Volumeffekt, so wäre eine Proportionalität mit der Wurzel aus der Intensität zu erwarten[1]). Wir haben es hier sicherlich nicht mit einem Volumeffekt zu tun, denn das dünnere Glimmerblättchen hatte eine Dicke von $1{,}05 \cdot 10^{-2}$ cm und die volle Reichweite der α-Strahlen in Polonium beträgt rund $2 \cdot 10^{-3}$ cm. Um eine experimentelle Grundlage für die Umrechnung der Versuche zu gewinnen, hat der Verfasser einige Messungen mit den gleichen Glimmerblättchen und demselben Poloniumpräparat nach Ablauf von 8 bis 9 Monaten ausgeführt. Die Versuche sprechen für eine direkte Proportionalität des Effekts mit der Intensität; beim Glimmerblättchen I ergab sich nach 245 Tagen ein Verhältnis 0,275 statt des theoretischen 0,289 und beim Blättchen II eine Abnahme auf 0,280 in 279 Tagen an Stelle von 0,245. Diese Versuche sind nicht zahlreich und nicht genau genug, um die Proportionalität mit der Intensität sicherzustellen, sie schließen aber eine Proportionalität mit der Wurzel aus der Intensität aus. Darum sind die sämtlichen Versuche nach den Tabellen für den Zerfall des Poloniums auf einen gemeinsamen Zeitpunkt umgerechnet.

1) Ein solches Gesetz haben D. Nasledow und P. Scharawsky (Ann. d. Phys. **3**, 63, 1929 vgl. § 7) bei der Einwirkung von Röntgenstrahlen auf Ceresin festgestellt.

§ 2. Meßergebnisse an Glimmer.

Die Ergebnisse der Messungen an den beiden Glimmerblättchen sind in den Tabellen I u. II zusammengestellt. Jede Zahl stellt den Mittelwert von zwei Messungen dar, die im allgemeinen ganz getrennten Meßreihen angehören; in einigen wenigen Fällen sind auch zwei Messungen zum Mittel vereinigt, die derselben Reihe zu verschiedenen Zeiten t angehören.

Tabelle I.

Messungen am Glimmerblättchen I.

(Dicke: 0,198 mm).

Spannung V in Volt	300	600	900	1200	Mittelwerte
Δ_+ inE.-E. $\cdot 10^{-4}$	0,38	0,74	1,03	1,45	
Δ_- inE.-E. $\cdot 10^{-4}$	0,23	0,58	0,93	1,18	
$\Delta = \Delta_+ - \Delta_-$	0,15	0,16	0,10	0,27	0,17
$\Delta = \frac{1}{2}(\Delta_+ + \Delta_-)$	0,31	0,66	0,98	1,32	
$\frac{\Delta}{V} \cdot 10^7$	1,03	1,10	1,09	1,10	1,08
Δ (berechnet)	0,32	0,65	0,97	1,30	

Die Zeit der Messung t liegt fast überall in der Nähe von $t = 20$ h, doch sind auch einige Messungen mit größerem t berücksichtigt, insbesondere bei den höchsten Feldwerten.

Zunächst ist zu bemerken, daß die Messung Δ_+ (bei positiver Spannung an E_1) ausnahmslos größer ist als Δ_-. Die Differenz $\Delta = \Delta_+ - \Delta_-$ ist auf die von den α-Teilchen getragene positive Ladung zurückzuführen; Δ erweist sich in der Tat von der richtigen Größenordnung.

Nehmen wir an, daß pro Sekunde die positive Elektrizitätsmenge L in das Dielektrikum getragen wird und nehmen wir weiter an, daß die Richtungen der α-Teilchen isotrop verteilt sind und d ihre Reichweite sei, so entsteht dadurch pro Sekunde eine homogene Volumladung vom Betrage $\frac{L}{d}$ bis zur Tiefe d von der Oberfläche. Ist a die Dicke der Kristallschicht, so wird — wie eine einfache Integration der Poissonschen Gleichung zeigt — auf der anderen Elektrode pro Sekunde eine Elektrizitätsmenge vom Betrage $L \cdot \frac{d}{2a}$ influenziert.[1])

Das benutzte P_0-Präparat sandte in dem Zeitpunkt, auf den die Messungen reduziert sind, rund $2 \cdot 10^6$ α-Teilchen pro Sekunde aus; das

1) Wären die α-Teilchen alle senkrecht zur Elektrodenfläche (etwa durch Kanalisierung), so daß sie alle in der Tiefe d stecken blieben, so ergäbe sich die doppelt so große Influenzladung $L \cdot \frac{d}{a}$.

Tabelle II.

Messungen am Glimmerblättchen II.

(Dicke: 0,105 mm).

Spannung V in Volt	150	300	450	600	800	1050	Mittelwerte
Δ_+ in E.-E. $\cdot 10^{-4}$	1,02	1,55	1,83	2,70	3,42	4,53	
Δ_- in E.-E. $\cdot 10^{-4}$	0,09	0,70	1,46	2,03	3,08	3,86	
$\Delta = \Delta_+ - \Delta_-$	0,93	0,85	0,37	0,67	0,34	0,67	0,64
$A = \frac{1}{2}(\Delta_+ + \Delta_-)$	0,56	1,13	1,65	2,37	3,25	4,20	
$\frac{A}{V^2} \cdot 10^7$	3,73	3,77	3,77	3,96	4,06	4,00	3,88
A (berechnet)	0,58	1,16	1,75	2,33	3,10	4,06	

entspricht $Z = 1{,}9 \cdot 10^{-3}$ E.-E. Setzt man noch $a = 1 \cdot 10^{-2}$ cm, $d = 2 \cdot 10^{-3}$ cm, so wird $Z \cdot d/2\,a = 1{,}9 \cdot 10^{-4}$ E.-E., während nach Tab. II für das dünnere Blättchen im Mittel $\frac{\Delta}{2} = 3{,}2 \cdot 10^{-5}$ E.-E. ist. Es wird also nur der sechste Teil der maximal zu erwartenden Ladungsmenge influenziert, der Rest wird durch die Aluminiumelektrode E_1 und das Klebemittel unwirksam[1]); und zwar hat das den doppelten Grund, daß Z kleiner wird, weil ein Teil der α-Teilchen (nämlich die hinreichend schief emittierten) gar nicht in den Glimmer gelangen und weil für die übrigen nur eine Restreichweite $d' < d$ in Frage kommt.

Daß diese Deutung zutreffend ist, ergibt sich daraus, daß bei den wiederholt erwähnten Versuchen mit Silberelektrode — es handelt sich um Messungen am Blättchen I mit dem stärkeren *Po*-Präparat — der berechnete Betrag $Z \cdot d/2\,a = 1{,}96 \cdot 10^{-4}$ war, während $\frac{\Delta}{2} = 1{,}48 \cdot 10^{-4}$ gemessen wurde, so daß jetzt nur noch 25 Proz. der Ladung unwirksam blieben.

Die von den α-Teilchen getragene Ladung ließ sich auch direkt durch positive Aufladung des Elektrometers — bei Abwesenheit eines Feldes — messen und ergab zu Beginn der Bestrahlung nahezu den gleichen Betrag, wie die indirekte Bestimmung; so wurde am Glimmerblättchen II direkt $A = 2{,}7 \cdot 10^{-5}$ gemessen statt des Mittelwerts $\frac{\Delta}{2} = 3{,}2 \cdot 10^{-5}$. Die direkte Aufladung geht aber bei fortgesetzter Bestrahlung — infolge der elektrostatischen Abstoßung der sich ansammelnden Ladungen — mit der Zeit stark zurück, in 24 Stunden fast auf den zehnten Teil.

Die Differenzen Δ sind allerdings nicht so konstant, wie es zu wünschen wäre, es ist aber zu berücksichtigen, daß diese relativ kleinen Zahlen durch doppelte Differenzbildung gewonnen sind, da ja A_+ und A_- selbst schon die Differenzen der Stromwerte mit und ohne Bestrahlung sind. Es verdient überhaupt hervorgehoben zu werden, daß der α-Strahleneffekt bei einem Felde von 15000 V/cm nur von der Größenordnung der Ladungswirkung der α-Teilchen ist.

Für die Abhängigkeit des Stromes von der Spannung ergibt sich — bei beiden Kristallpräparaten — die Gültigkeit des Ohmschen Gesetzes. Die Quotienten A/V in der 6. Zeile sind ausreichend konstant, und die mit Hilfe des Mittelwertes von A/V berechneten $A_{ber.}$ stimmen etwa innerhalb der oben (S. 397) angegebenen Fehlergrenze mit den beobachteten überein.

Dagegen ist die Stromstärke keineswegs der Dicke der Platte umgekehrt proportional. In

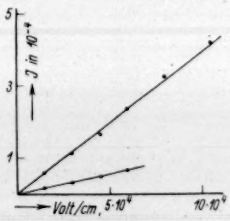


Fig. 5.

Fig. 5 sind die Beobachtungen an beiden Glimmerblättchen als Funktion der Feldstärke aufgetragen; bei dieser Darstellung müßten die beiden Kurven zusammenfallen, wenn es sich um eine definierte spezifische Leitfähigkeit handelte. Der Quotient $A : V/\text{cm}$ ist für die dickere Platte dreimal so klein, wie für die dünnere; das mag zum Teil darin seinen Grund haben, daß bei der dickeren Platte eine dickere Klebemittelschicht vorhanden war[1]), zum Teil aber auch gewiß daran, daß wir es hier im wesentlichen mit einem Oberflächeneffekt zu tun haben. Es verdient

1) Bei dem Glimmerblättchen II ist das Verhältnis noch ungünstiger.

1) Das äußert sich darin, daß Δ bei I viel kleiner ist, als die Hälfte von Δ bei II.

hervorgehoben zu werden, daß das Verhältnis der Mittelwerte von $\frac{\Delta}{V}$ zu Δ, d. h. also der erzwungenen Leitfähigkeit zur direkt influenzierten Ladung, für beide Blättchen gleich ist ($6{,}3 \cdot 10^{11}$ bei I und $6{,}1 \cdot 10^{11}$ bei II).

§ 3. Meßergebnisse an Quarz.

Auf die Versuche mit Quarzplatten gehen wir nur kurz ein. Vor allem ist zu bemerken, daß es bei Quarz sehr viel schwieriger ist, reproduzierbare Messungen zu erhalten, weil dieses Material in ausgesprochenem Maße die Erscheinung der „Ermüdung" zeigt, wie Joffé schon bei seinen Versuchen mit Röntgenbestrahlung fand[1]). Fig. 6 gibt eine Meßreihe wieder, die sich auf eine Quarzplatte von der Dicke 0,12 cm bezieht, die parallel der Achse geschnitten war[2]); die Spannung betrug −300 Volt. Ein Vergleich mit den Figuren 2 und 3 läßt die Unterschiede gegen das Verhalten von Glimmer hervortreten. Zunächst ist der Effekt viel größer als bei Glimmer, zu Beginn fast 30mal; sodann zeigt sich die „Ermüdung" sehr deutlich in der Abnahme des Effekts von jeder Bestrahlung zur nächsten. In diesem Falle scheint auch die Abnahme des Stromes während der Dauer der Belichtung ein echter Effekt zu sein im Gegensatz zu den oben (S. 396) geschilderten Verhältnissen. Ferner fällt noch auf, daß eine deutliche Nachwirkung der Bestrahlung vorhanden ist; die Leitfähigkeit nach dem Entfernen der α-Strahlquelle setzt regelmäßig höher ein, als vor der Belichtung und sinkt erst in 1 bis 2 Stunden wieder auf den alten Wert. Endlich ist noch zu erwähnen, daß die Differenz $\Delta = \Delta_+ - \Delta_-$ sich lange nicht so regelmäßig verhält, wie bei Glimmer und gelegentlich das Vorzeichen umkehrt.

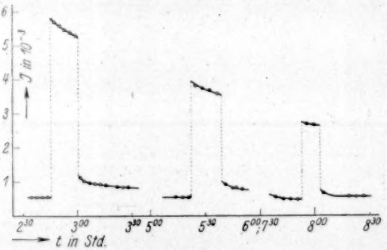


Fig. 6.

Unter diesen Umständen ist es schwierig die Abhängigkeit des Stroms von der Spannung in einwandfreier Weise zu studieren, weil all die erwähnten Störungen in ihrem zeitlichen Verlauf noch von der Spannung abhängen können. Man muß dann so verfahren, daß man die überhaupt ersten Messungen bei jeder Spannung vergleicht oder daß man — etwa wie in Fig. 6 — in längeren Zeitabständen die Messungen wiederholt und dann auf einen gemeinsamen Zeitpunkt interpoliert. Beide Verfahren führen zu einer Proportionalität des Stroms mit der Spannung. So ergaben sich für das schon erwähnte Präparat für die Spannungen 150, 300, 600 Volt nach dem ersten Verfahren die Werte $\Delta = 14{,}9,\ 33{,}2,\ 57{,}6 \cdot 10^{-4}$ E.-E. und nach dem zweiten Verfahren $\Delta = 12{,}3,\ 25{,}5,\ 49{,}3 \cdot 10^{-4}$ E.-E. für $t = 20$ h. Die gute Übereinstimmung mit dem Ohmschen Gesetz im letzteren Falle ist zufällig, weil ziemlich grobe Interpolationen vorgenommen wurden. — Die Messungen an Quarz können nicht als abgeschlossen gelten.

Zusammenfassend können wir sagen, daß sich ein Einfluß von α-Strahlen auf den Elektrizitätsdurchgang durch Glimmer und Quarz in zweifelsfreier Weise nachweisen ließ. Die beobachteten Effekte sind bei Glimmer und einer Feldstärke von 15000 Volt/cm von der Größenordnung der Influenzwirkung der α-Strahlladungen, bei Quarz erheblich größer. Die beobachteten Zusatzströme sind bis zu Feldern von 10^5 V/cm der Feldstärke proportional; daß es sich aber trotzdem um einen Oberflächeneffekt handeln dürfte — etwa eine Änderung des stationären Gleichgewichts in den Polarisationsschichten — zeigt sich darin, daß der Effekt mit zunehmender Schichtdicke abnimmt und daß er nicht der Wurzel aus der Intensität, sondern in grober erster Näherung der Intensität selbst proportional ist. Wir behalten uns vor, auf die Theorie des Vorgangs in anderem Zusammenhange zurückzukommen.

Der Verfasser möchte es auch an dieser Stelle nicht unterlassen, seinem Kollegen, Herrn W. Bothe, für die liebenswürdige Überlassung der *Po*-Präparate und Herrn Dr. O. Freidank für Hilfe bei den Messungen zu danken.

Gießen, Institut für theoretische Physik, März 1932.

(Eingegangen 17. März 1932.)

1) A. Joffé, Ann. d. Phys. **20**, 919, 1906.
2) Die spezifische Leitfähigkeit dieser Platte betrug — nach rund 20 Stunden Stromdurchgang — $\varkappa = 8 \cdot 10^{-19}$ Ohm cm^{-1}.

Berechnung der Dipolmomente von Molekülen mit mehreren Achsen freier Drehbarkeit.

Von C. T. Zahn[1]).

Zur Erklärung der aus den beobachteten Dielektrizitätskonstanten berechneten Dipolmomente von Molekülen mit mehreren Graden möglicher inneren Drehbarkeit, ist es erforderlich, den Einfluß solcher Drehungen auf das mittlere quadratische Moment berechnen zu können. Bei solchen Berechnungen nimmt man gewöhnlich[2]) an, die Valenzrichtungen jedes Atoms seien relativ zum Atom fest gebunden, und es gehöre zu jeder chemischen Bindung zweier Valenzen ein bestimmtes charakteristisches, längs der Bindungslinie gerichtetes Vektormoment. Für das Kohlenstoffatom z. B. wird die gewöhnliche tetraedrische Symmetrie der vier Valenzen angenommen. Der Valenzwinkel des Sauerstoffs und die des Stickstoffs sind vielleicht weniger genau bekannt, als die des Kohlenstoffs. Die beobachteten Dipolmomente, zusammen mit Slaters[3]) theoretischer Betrachtung weisen darauf hin, daß sowohl der Valenzwinkel des Sauerstoffs, als auch der des Stickstoffs zwischen 90° und 110° liegt. Einerseits deuten Slaters Bemerkungen einen idealen Winkel von 90° für die beiden Atome an; andererseits erfordern z. B. ultrarote Rotationsspektra einen Winkel von ungefähr 110° zwischen den beiden Sauerstoffvalenzen im Wassermolekül. Der Unterschied zwischen diesen beiden Werten ist wahrscheinlich der Wechselwirkung der Wasserstoffkerne zuzuschreiben. Doch haben einige Autoren letztere Tatsache als Beweis für die Gültigkeit des tetraedrischen Winkels 109° 28′ beim Sauerstoffatom angenommen. Bezüglich der Valenzwinkel des Stickstoffatoms ist das Verhalten von Ammoniak dem des Wassers ähnlich. Deshalb entsteht eine Unsicherheit für alle sauerstoff- und stickstoffhaltigen Moleküle. (Es besteht infolge der gegenseitigen Beeinflussung benachbarter chemischer Bindungen auch eine Unsicherheit für das Kohlenstoffatom.) Die Werte der charakteristischen Momente berechnet man aus den beobachteten Dipolmomenten der einfachen Verbindungen, z. B. Wasser, Azeton und monosubstituierte Benzole[2]).

Solchen Ableitungen liegt ferner die Annahme zugrunde, daß je zwei im chemischen Sinne einfach gebundene Atomgruppen bezüglich Drehung um die entsprechende Bindungsachse völlig frei seien; das heißt, daß die potentielle Energie des Moleküls nicht eine Funktion der Winkel solcher möglichen Drehungen sei. Dies erfordert, daß außer der zu der chemischen Bindung gehörenden und längs deren Achse gerichteten Kraft keine gegenseitigen Kräfte zwischen zwei drehbaren Atomgruppen wirken. Nach der kinetischen Theorie sind dann alle Winkellagen gleich wahrscheinlich.

Im allgemeinen ist das elektrische Moment des Moleküls eine Funktion aller Drehwinkel, wenn weder eine der beiden drehbaren Gruppen aus einem einzigen Atom besteht, noch die Momentvektoren der beiden Gruppen dauernd parallel der Drehachse liegen. Zur Berechnung des wirksamen elektrischen Moments nach den vorhandenen Voraussetzungen muß man zunächst die Molekularkonfiguration über den durch die verschiedenen Drehwinkel bestimmten Phasenraum gleichmäßig verteilen, und danach einen Mittelwert bilden. Es muß, genauer ausgedrückt, ein Mittelwert des quadratischen Moments berechnet werden, weil das quadratische Moment in der Debyeschen Gleichung für die elektrische Polarisation vorkommt.

Die so berechneten Momente entsprechen den vorhergehenden idealen Annahmen. Es ist aber bekannt, daß die beobachteten Momente auf eine aus der gegenseitigen Beeinflussung der Valenzbindungen entstehende Deformation der Valenzwinkel hinweisen. Ferner bietet sich die interessante Möglichkeit der gegenseitigen Beeinflussung der drehbaren Atomgruppen als eine weitere Abweichung von den vorhandenen idealen Annahmen; das heißt eine Abweichung von völlig freier Drehbarkeit. Doch kann ein Vergleich des beobachteten Moments mit dem ideal berechneten zeigen, wieweit ein bestimmtes Molekül von den idealen Bedingungen abweicht. Z. B. ersieht man aus einem solchen Vergleich, wenigstens bei einfacheren Fällen, wieweit eine bestimmte Drehung durch gegenseitige Beeinflussung stark polarer Gruppen verhindert ist. Im Falle geringer gegenseitiger Beeinflussung kann man bekanntlich qualitativen Beweis bezüglich der Sauerstoff- und Stickstoffwinkel erlangen.

Die einfachsten Fälle der freier Drehbarkeit kommen vor bei Molekülen mit einer einzigen Drehachse. (Die Betrachtung aller möglichen Drehachsen ist bei dieser Diskussion nicht wesentlich. Im folgenden wird nur von einer Drehachse gesprochen, wenn sich das Molekularmoment mit der entsprechenden Drehung verändert. Deshalb kommt z. B. eine Drehung der CH_3-Gruppe um deren Bindung nicht in Betracht. Die spezifische Wärme des Moleküls hingegen kann durch diese Drehung beeinflußt werden.) Ein einfaches Beispiel des einachsigen Moleküls bietet sich im Falle der Fettsäuremoleküle, wo vielleicht das

1) International Research Fellow z. Z. am Physikalischen Institut der Universität, Leipzig.

2) A. Eucken und L. Meyer, Physik. Zeitschr. **30**, 397, 1929.

3) J. C. Slater, Phys. Rev. **37**, 481, 1931.

H-Atom der *OH*-Gruppe in der *COOH*-Gruppe Drehungen um die *C—OH*-Bindung ausführen könnte. Messungen der Dielektrizitätskonstante der Fettsäure[1]) weisen darauf hin, daß die *OH*-Gruppe durch den Einfluß der *C = O*-Bindung fest gebunden ist. Diese Interpretation stimmt mit der kleinen und temperaturunabhängige Größe des beobachteten Dipolmoments überein, da man eine Temperaturabhängigkeit des Moments erwarten würde, falls die gegenseitige Beeinflussung der beiden Gruppen *OH* und *C = O* nicht klein genug wäre, um vernachlässigt zu werden, und doch nicht stark genug, um die Drehung völlig zu verhindern. Ebenso sollte die ähnliche Drehung der Alkylgruppe der Fettsäureester durch eine starke Beeinflussung völlig verhindert sein.

Ein weiteres Beispiel einer einzigen Drehachse findet sich bei den (1,2)-disubstituierte Äthanen von Typen $\alpha \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot \alpha$ und $\alpha \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot \beta$, wo α und β entweder einzelne Atome oder Atomgruppen mit Vektormomenten parallel den $C - \alpha$- beziehungsweise $C - \beta$-Bindungen darstellen. Williams[2]) hat das mittlere quadratische Moment eines $\alpha \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot \alpha$ Moleküls berechnet zu $2\,\mu^2$, wo μ die zu der Drehachse *C—C* senkrechtstehende Komponente des $CH_2 \cdot \alpha$-Moments bedeutet. In diesem Falle haben Dipolmomentdaten gezeigt, daß die Drehung um die *C—C*-Achse nur zum Teil verhindert ist. Dementsprechend zeigten solche Daten auch eine Temperaturabhängigkeit des Dipolmoments[3]).

Disubstituierte Benzole $C_6H_4\,\alpha\,\beta$ enthalten zwei Drehachsen. (Die para-Verbindungen können gleichfalls als einachsig betrachtet werden.) Bei den meta- und para-Verbindungen sollte die gegenseitige Beeinflussung der drehbaren Gruppen geringer sein, als bei den letzteren Fällen, weil die Substituente voneinander weiter entfernt sind. Dieser Spezialfall zweier Achsen wurde von Sack[4]) diskutiert, wobei eine Formel für den Fall zweier gleicher Gruppenmomente, deren Drehachsen einen konstanten Winkel miteinander bilden, gegeben wurde. Überdies hat Fuchs[5]) den Fall dreier in einer Ebene liegenden Achsen, z. B. trisubstituierte Benzole, betrachtet.

Soweit dem Autor bekannt, ist der allgemeinste Fall eines Moleküls mit einem dreidimensionalen, weder fest noch veränderlichen Drehachsensystem noch nie behandelt worden. Es ist der Zweck der folgenden Betrachtung, eine Methode zur Berechnung des idealen mittleren quadratischen Dipolmoments in diesem allgemeinsten Falle zu skizzieren. Ferner wird mittels einer Vektorbezeichnung gezeigt, daß solche Mittelwerte erlangt werden können, ohne integrieren und sogar ohne die Drehwinkel genau spezifizieren zu müssen. Zur Erläuterung dieser Methode werden auch gewisse Beziehungen für einige Spezialfälle abgeleitet. Es wird aber keineswegs behauptet, daß die vorhandenen Voraussetzungen wirklich allgemeingültig sind. Das so berechnete mittlere quadratische Moment soll nur zeigen, bis zu welchem Grade die sogenannte „freie Drehbarkeit" wirklich frei ist. Eine Interpretation der Experimentaldaten wird jedoch hierbei nicht unternommen.

Berechnung der mittleren quadratischen Momente.

Moleküle mit mehreren Achsen innerer Drehbarkeit können auf passende Weise in die zwei folgenden Kategorien geteilt werden:

I. Moleküle mit einem festen Drehachsensystem, wie substituierte Benzole und Moleküle vom Typus Ca_4.

II. Moleküle mit einem veränderlichen Drehachsensystem, wie $HO \cdot CH_2 \cdot CH_2 \cdot OH$. Diese letztere stellen den allgemeinsten Fall dar.

Fall I.

Wie im folgenden gezeigt wird, ist die Ableitung einer Formel für das mittlere quadratische Moment von Molekülen I sehr einfach, selbst wenn das Drehachsensystem nicht in einer Ebene liegt, vorausgesetzt, daß man eine Vektorbezeichnung gebraucht. Jede drehbare Gruppe trägt einen, im allgemeinen zu der Drehachse schrägstehenden Momentvektor. Zerlegen wir diesen Vektor in eine der Drehachse parallele und deshalb feststehende Komponente und in eine, die zur Achse senkrecht steht. Da Drehungen keine Änderung der axialen Komponenten hervorbringen, so bilden diese Komponenten einen resultierenden, relativ zum Drehachsensystem fest verbundenen Vektor. Außerdem enthält im allgemeinen das Molekül einen Teil, der relativ zum Drehachsensystem feststehend bleibt und einen von Null verschiedenen Momentvektor besitzt. Oft wird dieser Beitrag zum festen Teil des Momentvektors nicht von Null verschieden sein, wie in $C(OCH_3)_4$, wo das *C*-Atom zusammen mit den vier *C—O*-Bindungen relativ zum Drehachsensystem feststehend bleibt, und die vier *C—O*-Momente sich wegen der tetraedrischen Symmetrie ausgleichen. Im allgemeinen Fall I

1) L. Meyer, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **8**, 27, 1930; C. T. Zahn, Phys. Rev. **37**, 1516, 1931.
2) J. W. Williams, Zeitschr. f. phys. Chem. **138**, 75, 1928.
3) C. T. Zahn, Phys. Rev. **38**, 521, 1931 (Dichloräthan); und Phys. Rev. 1932 in Druck (Dibromäthan, Chlorbromäthan und Diacetyl).
4) H. Sack, Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften VIII, 341, 1929.
5) O. Fuchs, Zeitschr. f. phys. Chem. (B) **14**, 339, 1931.

enthält dann das Gesamtvektormoment einen, hinsichtlich der inneren Drehungen unveränderlichen Vektor, der teilweise aus dem festen Teil des Moleküls und teilweise aus den axialen Komponenten der Drehmomente entsteht.

Bezeichnen wir nun diesen festen Teil des Momentvektors mit μ_0 und die zur $k$ten Achse senkrechtstehende Komponente des $k$ten Drehvektors mit μ_k. Dann schreiben wir das veränderliche Gesamtmoment als die Vektorsumme:

$$\mu = \mu_0 + \sum_k \mu_k$$

und dessen Quadrat als das skalare Produkt:

$$\mu^2 = (\mu \cdot \mu) = (\mu_0 \cdot \mu_0) + 2\left(\sum_k \mu_k \cdot \mu_0\right) + \left(\sum_k \mu_k \cdot \sum_k \mu_k\right) = (\mu_0 \cdot \mu_0) + 2\sum_k (\mu_k \cdot \mu_0) + \sum_k (\mu_k \cdot \mu_k) + \sum_{k,l}^{k+l} (\mu_k \cdot \mu_l)$$

oder:

$$\mu^2 = \mu_0^2 + \sum_k \mu_k^2 + 2\sum_k (\mu_k \cdot \mu_0) + \sum_{k,l}^{k+l} (\mu_k \cdot \mu_l).$$

Nur die letzten zwei Glieder dieses Ausdrucks ändern sich mit den k-Drehwinkeln. Also müssen wir einen Mittelwert von diesen zwei Gliedern über alle k-Winkel bilden. Diesen Mittelwert erlangen wir in der Tat sehr leicht, weil die μ_k-Vektoren zu deren entsprechenden Drehachsen senkrecht stehen. Bei irgendeiner Drehung eines bestimmten Vektors μ_k um 180° wechselt sich das Vorzeichen von je einem skalaren Produkt von μ_k, außer dem Produkt $(\mu_k \cdot \mu_k)$, das aus der Gleichung schon eliminiert wurde. Ferner sind diese zwei entgegengesetzten Stellungen des μ_k-Vektors gleichwahrscheinlich. Hierdurch verschwinden alle solche Produkte beim Mittelwert über alle k-Winkel und somit die zwei letztgenannten Glieder.

Endlich schreiben wir das mittlere quadratische Moment als:

$$\overline{\mu^2}^k = \mu_0^2 + \sum_k \mu_k^2, \qquad (1)$$

wonach wir sofort bemerken, daß der von den senkrechten drehbaren Komponenten gelieferte Beitrag keineswegs von den Drehachsenrichtungen abhängt. Somit kommt der Einfluß dieser Richtungen auf das mittlere quadratische Moment nur durch den Beitrag der axialen Komponenten der Drehvektoren zum Glied μ_0^2 vor.

Den Vorteil dieser Vektorbezeichnung und der gewöhnlich benutzten Zerlegung in senkrechte Komponenten ersieht man sofort. Hierdurch werden alle Integrationen von dem Typus, der bei anderen vorhergehenden Betrachtungen vorkommt, vermieden. Es ist auch nicht einmal notwendig, die Drehwinkel genau zu spezifizieren. Außerdem ermöglicht im folgenden diese Vektorbezeichnung eine deutliche Beschreibung der im allgemeinsten Falle auszuführenden Methode.

Die vorhergehenden, von Williams, Sack und Fuchs gegebenen Formeln sind von der vorhandenen Gleichung (1) durch einfache Substitutionen abzuleiten. Vor der Betrachtung des allgemeinsten Falles II werde diese Methode durch einige Anwendungen illustriert.

Für Moleküle vom Typus Ca_1 erhält man sogleich:

$$\overline{\mu^2} = 4\,\mu_k^2,$$

wo μ_k die zur C—a-Bindung senkrechtstehende Komponente bezeichnet.

Für disubstituierte Benzole mit gleichen Substituenten sollten sich die drei Mittelmomente der ortho-, meta- und para-Verbindungen nur durch das Glied μ_0^2 voneinander unterscheiden. Hier besteht der Vektor μ_0 einfach aus der Vektorsumme der axialen Komponenten der Drehmomente. Darum sollten die drei Momente untereinander gleich sein, falls die axiale Komponente verschwindend klein ist. Bei Substituenten mit axialen Komponenten sollte das Moment nach der Reihe para, meta, ortho zunehmen[1]). Noch allgemeiner; für ungleiche Substituenten bei vielachsigen Molekülen sollten die Momente aller Isomeren untereinander gleich sein, falls keine axialen Komponenten vorhanden sind.

Ferner, wenigstens theoretisch, für den Fall der disubstituierten Benzole, deren Substituente zwei gleiche schrägstehende Momente tragen, bietet sich die Möglichkeit, das Vektormoment der Drehgruppe aus den beobachteten Momenten der drei Isomeren, oder teilweise aus dem des mono-Derivates, genau berechnen zu können. Aus dem Moment der para-Verbindung berechnet man zunächst die zur Drehachse senkrechtstehende Komponente und danach erlangt man aus dem Moment irgendeiner der drei anderen Verbindungen entweder das gesamte Gruppenmoment, oder dessen axiale Komponente, oder den dazugehörenden Winkel. Die drei so berechneten Werte von je einer der drei verschiedenen Größen sollten miteinander übereinstimmen. Wegen der gegenseitigen Beeinflussung der Gruppen sind solche Beziehungen natürlich nicht gültig. Trotzdem können bekanntlich diese Beziehungen interessante Aufschlüsse über die gegenseitige Beeinflussung der Gruppen liefern.

1) H. Sack, Ergebnisse der Exakten Naturwissenschaften VIII, 349, 1929.

Fall II.

Für Moleküle mit einem in sich beweglichen Drehachsensystem kann man die Formel für Fall I nicht direkt anwenden. Ein mathematischer Ausdruck wäre hier sehr kompliziert. Deshalb wird die hier allgemein anwendbare Methode erst durch einen Spezialfall vielleicht am besten erläutert. Als Beispiel kann man das Äthylenglykolmolekül betrachten. Dieses besteht aus einer Kette von vier Atomen *O—C—C—O* mit drei relativ zueinander beweglichen Drehachsen; das heißt die *C—C*- und die zwei *C—O*-Achsen. In Fig. 1 werden die drei Achsen durch

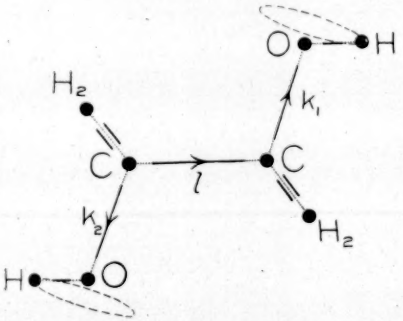


Fig. 1.

k_1, k_2 und l dargestellt. (Der Kürze wegen wird im folgenden von einer Achsenkette gesprochen. In diesem Sinne werden die Drehachsen als Kettenglieder zwischen den festen elementaren Atomgruppen des Moleküls angesehen. Wenn zwei oder mehrere Achsen an derselben Atomgruppe gebunden sind, dann wird von einer verzweigten Kette gesprochen.)

Da die drei Achsen von Äthylenglykol nicht fest miteinander verbunden sind, kann das Molekül, wie schon erwähnt, nicht direkt unter Fall I behandelt werden. Man bekommt trotzdem einen Mittelwert des quadratischen Moments nach zwei sukzessiven Anwendungen der Formel I mit zeitweiliger Unterdrückung von einem der inneren Freiheitsgrade. Unterdrücken wir die Drehung um die *C—C*-Achse z. B. mit den zwei *OH*-Gruppen in der trans-Stellung, so kann das Molekül durch Fig. 1 dargestellt werden. Das entsprechende Vektormomentdiagramm wird in Fig. 2 gegeben. Dann ist das über die k-Winkel gemittelte quadratische Moment:

$$\overline{\mu^2}^{k_1, k_2} = \mu_0^2 + 2\,\mu_k^2,$$

wo μ_k die zur *C—O*-Achse senkrechtstehende Komponente des *OH*-Moments bezeichnet; und μ_0, das Moment des zeitweilig festen Molekülteils. Nun sind für alle Werte des l-Winkels die Beiträge der k-Drehungen gleich, da das Glied $2\,\mu_k^2$ konstant ist und die μ_{k_1}- und μ_{k_2}-Vektoren in μ_0 nicht vorkommen. Dementsprechend kann man

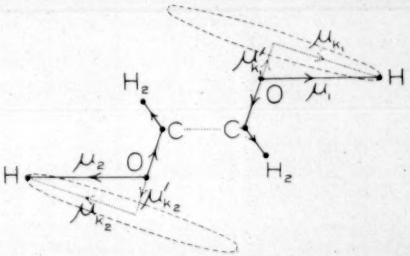


Fig. 2.

μ_0^2 über den l-Winkel mitteln, abgesehen von diesen senkrechten Drehkomponenten μ_{k_1} und μ_{k_2}. Zu diesem Zweck kann man das Molekül so ansehen, wie in Fig. 3 dargestellt, wo diese letztgenannten Drehkomponenten nicht mehr vorhanden sind. Diesen Anmerkungen gemäß stellt

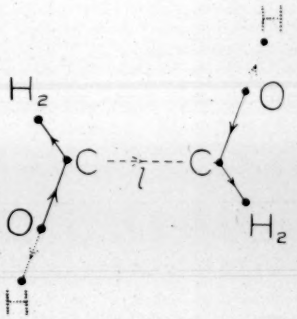


Fig. 3.

dann Fig. 3 ein einachsiges, den (1, 2)-Äthanderivaten ähnliches Molekül dar. So wird:

$$\overline{\mu_0^2} = 2\,\mu_l^2$$

wo μ_l die Summe der zur l-Achse senkrechtstehenden Komponenten der *CO*-, CH_2- und μ_k-Momente bezeichnet. Der Beitrag zu μ_l des *OH*-Moments wird dann nach zwei Projektionen durch charakteristische Winkel des Moleküls erhalten, als $\mu_1 \cos \Theta_1 \sin \Theta_2$. Endlich wird:

$$\overline{\mu^2}^{k_1, k_2, l} = \overline{\mu_0^2}^{l} + 2\,\mu_k^2 = 2\,(\mu_l^2 + \mu_k^2),$$

wo μ_l und μ_k, wie oben erwähnt zu bestimmen sind.

Bei der Betrachtung des letzteren Falls ersieht man, wie diese Methode verallgemeinert werden kann; das heißt, durch sukzessive Anwendungen der Formel 1 mit sukzessiv weniger zeitweiligen Unterdrückungen von passend gewählten Freiheitsgraden. Hier ist die Wahl dieser Unterdrückungen nur bis zu einem gewissen Grade willkürlich. Es müssen nämlich gewisse Forderungen bezüglich des Anfanges und auch solche bezüglich der Anordnung dieser Wahl befriedigt werden.

Dies kann auf folgende Weise erläutert werden. Nimmt man an, das Molekül bestehe aus einer, durch feste elementare Atomgruppen verbundenen Achsenkette und die Momente dieser festen Atomgruppen seien nach der Methode von Eucken und Meyer berechenbar. Ferner unterdrückt man alle Drehachsen außer einer einzigen beliebig ausgewählten. Diese übrigbleibende freie Achse teilt dann das Molekül in zwei Teile. Wenn diese zwei Teile fest wären, so könnte man zunächst ihre charakteristischen Momente berechnen, und danach durch Anwendung der Formel (1), das mittlere quadratische Moment. Diese zwei Teile enthalten jedoch im allgemeinen Drehachsen, die eine zeitliche Veränderung der entsprechenden Momente verursachen, so daß die Forderung der Festigkeit der Teile nicht befriedigt ist. Bei der Wahl der nichtunterdrückten Achse an einem der mehreren verschiedenen Enden der Achsenkette kann diese Forderung für einen der beiden durch die freie Achse getrennten Molekülteile befriedigt werden. Dann besteht einer dieser Teile einfach aus einer der festen elementaren Atomgruppen. So kann das mittlere quadratische Moment durch den teilweise unbekannten Ausdruck dargestellt werden:

$$\overline{\mu^2}^k = \mu_0^2 + \mu_k^2$$

wo das bekannte Glied μ_k^2 von der Drehung der elementaren Atomgruppe herrührt; und das unbekannte Glied μ_0^2, von dem entsprechenden zeitweilig festen Teil des Moleküls. Der Vektor $\boldsymbol{\mu}_0$ enthält, wie vorher, die axialen Komponenten der gesamten drehbaren k-Vektoren.

Durch diese Anwendung der Formel (1) kann die Zahl der Freiheitsgrade des Problems in einem gewissen Sinne als reduziert angesehen werden. Also kann der Beitrag der anderen zeitweilig unterdrückten Drehungen zum mittleren quadratischen Moment so berechnet werden, als ob der Drehvektor $\boldsymbol{\mu}_k$ nicht existierte. Dementsprechend kann die an der k-Achse am nächsten anliegende Achse der Kette, durch Reduktion, als eine Endachse angesehen werden. Bei jeder solcher sukzessiven Anwendung der Formel (1) wird aus der entsprechenden Drehung ein konstanter Beitrag zum bekannten Teil des Ausdrucks entstehen und wird das reduzierte μ_0^2-ähnliche unbekannte Glied einem immer kleineren Teil des Moleküls entsprechen. Endlich wird der μ_0^2-entsprechende Teil des Moleküls keine Drehachsen enthalten, wonach eine einzige weitere Anwendung der Formel genügen wird, das über alle Drehwinkel gemittelte quadratische Moment auszuwerten.

Dieser Reduktionsprozeß kann längs der Kette ununterbrochen fortgeführt werden, oder nach irgendeiner Stufe kann an einer anderen Endachse wieder angefangen werden. Bei einem Zweigpunkt muß aber an einer anderen Endachse wieder angefangen werden. Anders ausgedrückt, man muß immer entweder eine noch nicht gewählte wirkliche Endachse oder eine Endachse der reduzierten Kette wählen.

Diese Methode kann weiter vereinfacht werden: Im allgemeinen gehören zu jeder Kette zwei oder mehrere Endachsen. Unterdrückt man alle Drehachsen außer diesen Endachsen, so bilden diese letztere ein festes Achsensystem, das als Ganzes durch eine einzige Anwendung der Formel eliminiert werden kann. Dieser Prozeß kann dann bei der reduzierten Kette mehrfach wiederholt werden. Bei einem Zweigpunkt nimmt die reduzierte Zahl der Endachsen wenigstens um zwei ab. Endlich werden alle Drehachsen eliminiert wie vorher, nur mit weniger Anwendungen der Formel. Für eine einfache unverzweigte Kette gehören zu jeder reduzierten Kette zwei Endachsen, ausschließlich der reduzierten Kette bei der letzten Stufe des Prozesses im Falle einer ungeraden Zahl der Freiheitsgrade.

Zusammenfassung: Es wird ein einfacher Ausdruck für das mittlere Quadrat des Dipolmoments eines Moleküls mit einem festen dreidimensionalen System von beliebig vielen Achsen völlig freier Drehbarkeit mittels einer Vektormethode unter den gewöhnlichen idealen Annahmen abgeleitet. Es wird dabei gezeigt, daß solche Mittelwerte erlangt werden können, ohne explizite integrieren und sogar ohne die verschiedenen Drehwinkel genau spezifizieren zu müssen. Diese Methode wird dann an einigen Spezialfällen erläutert.

Für den allgemeinsten Fall eines veränderlichen Achsensystems wird auch gezeigt, wie das mittlere quadratische Moment erlangt werden kann; nämlich durch sukzessive Anwendungen der vorhergehenden Formel, wobei sukzessiv immer weniger passend gewählte Freiheitsgrade unterdrückt werden. Zur Erläuterung des letzten Falls wird das System des dreiachsigen Äthylenglykolmoleküls behandelt.

Die so berechneten Dipolmomente entsprechen den obenerwähnten idealen und im allgemeinen nicht gültigen Annahmen; und sollen also bekanntlich nur zeigen, bis zu welchem Grade die sogenannte „freie Drehbarkeit" wirklich frei ist. Eine eingehende Interpretation der Experimentaldaten wird nicht gegeben.

Anmerkung bei der Korrektur: Während der Drucklegung dieses Beitrages ist der Autor auf eine andere Betrachtung aufmerksam gemacht worden (Henry Eyring, Phys. Rev. 39, 746, 1932). Dort wird eine allgemeine, von der unsern etwas verschiedene Methode zur Berechnung des mittleren Dipolmoments gegeben. Während die beiden Methoden natürlich zu identischen Resultaten führen, hat vielleicht unsere Methode den Vorteil, bei gegebenen speziellen Fällen einfacher und anschaulicher zu sein. Auch ist sie ebenso zur Berechnung von Atomabständen geeignet, wie die Eyringschen Überlegungen.

(Eingegangen 23. März 1932.)

Über das Multiplexinterferenzspektroskop.

Von Ernst Pauls.

Bei den Versuchen, Interferenzapparate hoher Auflösungskraft für Feinstrukturuntersuchungen zu kombinieren, wurde gegenüber der „Kreuzung" von Interferenzapparaten (z. B. Lummer-Gehrcke-Platten) ein prinzipiell neuer Weg eingeschlagen, als E. Gehrcke und E. Lau in den letzten Jahren dazu übergingen, Interferenzapparate so hintereinander zu schalten, daß die Interferenzstreifen parallel laufen, und damit das Vielfach- oder Multiplex-Interferenzspektroskop schufen. Die praktische Ausführung eines solchen Spektroskops mit zwei Pérot-Fabry-Platten wurde auf der Königsberger Physikertagung 1930 vorgeführt und ist in der Literatur von Gehrcke und Lau ausführlich beschrieben (1) (2) worden. Seine Wirkungsweise soll deshalb hier nur kurz angedeutet werden.

Von der Lichtquelle Q fällt das Licht (Fig. 1) durch die Sammellinse L_1 auf die beiderseitig halbdurchlässig versilberten planparallelen Glasplatten P_1 und P_2. Die hier entstehenden Interferenzringe werden durch die Linse L_2 in deren Brennebene abgebildet, in der sich der Spalt S eines Prismenspektrographen befindet. Da im Interferenzbild starke Maxima nur da auftreten können, wo beide Platten ein Maximum aufweisen, so werden die Maxima, die nur von einer Platte herrühren, ausgelöscht oder doch stark unterdrückt, wodurch eine Erweiterung des nutzbaren Spektralgebietes möglich ist. Es sei noch erwähnt, daß Platten verschiedener Dicke bei gleichem Lichtbrechungsindex dieselbe Winkeldispersion haben. Wenn also für eine bestimmte Wellenlänge die Maxima beider Platten aufeinander treffen (d. h. von den Strahlen gleicher Richtung gebildet werden), so koinzidieren auch die Maxima benachbarter Wellenlängen in derselben Ordnung. Im folgenden soll die Leistungsfähigkeit dieses Spektroskops oder genauer gesagt die Erhöhung der Leistungsfähigkeit durch die Kombination der Platten gegenüber der Anwendung einer einzelnen Platte untersucht werden, woraus sich dann Schlüsse für die Entwicklungsmöglichkeiten des Multiplexinterferenzspektroskops allgemein ergeben werden.

I. Leistungsfähigkeit des Spektroskops von Gehrcke und Lau.

a) Auflösungsvermögen und Dispersionsgebiet.

Bei der Untersuchung über das Auflösungsvermögen des Spektroskops wollen wir zunächst die Annahme machen, daß die Lichtmaxima der beiden Platten eine absolut genaue Koinzidenz

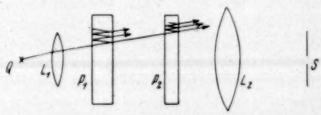


Fig. 1.

ergeben. Berechnen wir dann die Intensität im Interferenzbild als das Produkt der Intensitäten der einzelnen Platten, so ergibt sich eine nur unbedeutende Erhöhung der Auflösungskraft[1]) gegenüber der dickeren Platte von etwa 10 Proz. Der Vorteil der Kombination liegt in erster Linie in der Erhöhung des Dispersionsgebietes, über die verschiedene Angaben (2) gemacht werden. Nach diesen Angaben ist das Dispersionsgebiet der Plattenkombination entweder gleich dem der dünneren Platte oder dreimal so groß als das Dispersionsgebiet der dünneren

1) Über Bestimmung der Auflösungskraft einer Pérot-Fabry-Platte siehe G. Hansen in Gehrckes Handbuch der physikalischen Optik, Band II, S. 197: Wenn h der Phasenwinkel ist, um den zwei benachbarte homologe Lichtstrahlen gegeneinander verschoben sind, so wächst bei gleichem Dispersionsgebiet, d. h. gleicher Ordnungszahl die Auflösungskraft proportional mit der Abnahme des Wertes von h, für den die Intensität vom Maximum auf 0,4053 der Maximalintensität gesunken ist.

Platte. In dem letzteren Falle würde, da das Dickenverhältnis der beiden Platten 1 : 3,3 ist, die Erhöhung des Dispersionsgebietes gegenüber der dickeren Platte (auf die wir auch die Erhöhung für Auflösungskraft bezogen) das 9,9fache betragen, also eine erhebliche Steigerung der Leistungsfähigkeit bedeuten. Berechnen wir aber wieder die Intensität im Interferenzbild als das Produkt der Intensitäten der einzelnen Platten, so erscheinen von der Koinzidenz aus gerechnet die erste und zweite Nachbarordnung der dicken Platte im Interferenzbild mit einer Amplitude, die etwa 5 bis 6 Proz. der Amplitude des Koinzidenzmaximums beträgt. Die dritte Nachbarordnung der dicken Platte, die bei dem Dickenverhältnis[1]) 1 : 3,3 nur $^3/_{10}$ des Ordnungsabstandes der dicken Platte von der ersten Nachbarordnung der dünnen Platte entfernt auftritt, erscheint aber mit einer Amplitude, die nahezu 20 Proz. der Maximalamplitude ausmacht. An der Stelle des dritten Maximums der dicken Platte weist die dünne Platte eben nicht mehr ein ausgesprochenes Minimum auf, sondern ihre Intensität steigt schon zum Maximum an. Wenn man sich nun durch die kleineren Nebenmaxima nicht stören läßt, so kann man doch wohl ein Gebiet nicht mehr als nutzbares Spektralgebiet bezeichnen, in dem an Stelle irgendwelcher lichtschwacher Trabanten Nebenmaxima erscheinen, die eine Amplitude von 20 Proz. der Maximalamplitude haben. Danach scheint die Auslegung die richtigere zu sein, derzufolge das Spektralgebiet gleich dem der dünneren Platte ist. Die Kombination weist also gegenüber der dickeren Platte annähernd das gleiche Auflösungsvermögen und etwa das dreifache Dispersionsgebiet auf. Die Steigerung der Leistungsfähigkeit (oder der „Sichtbarkeit") beträgt damit das Dreifache der einzelnen Platte.

Dies ist immer noch eine erhebliche Steigerung, jedoch muß hier in Betracht gezogen werden, daß sie zum großen Teil durch stärkere Versilberung einer einzelnen Platte, d. h. durch Erhöhung des Reflexionskoeffizienten über $\varrho = 0{,}9$ hinaus ausgeglichen werden kann. Bei dem Reflexionskoeffizient einer Pérot-Fabry-Platte von $\varrho = 0{,}9$ beträgt nämlich die Zahl $N_{e\infty}$ der effektiven[2]) Strahlen 24,5; bei $\varrho = 0{,}95$ ist $N_{e\infty}$ mehr als doppelt so groß und bei dem allerdings sehr hohen Reflexionskoeffizienten von $\varrho = 0{,}97$, wie er aber für halbdurchlässige Silberschichten schon erzielt (3) worden ist, beträgt die Zahl $N_{e\infty}$ und damit die Leistungsfähigkeit weit mehr als das Dreifache. Wenn nun auch ein Reflexionskoeffizient von 0,97 sicherlich zu hoch gegriffen ist und in praxi nicht die Vorteile bringen würde, die er theoretisch verspricht, so tritt doch als weiterer Nachteil für die Kombination der Umstand ein, daß bei nicht genauer Koinzidenz der Maxima die Auflösungskraft der Kombination auch erheblich unter die der dickeren Platte sinken kann.

b) Intensität.

Die Intensität einer so stark versilberten Platte würde kaum geringer sein als die der Plattenkombination. Es ergibt sich nämlich die Notwendigkeit, daß die Platten, wenn sie nicht einfach aufeinander gepreßt werden, durch einen breiten Luftabstand, bei dem Gehrcke-Lauschen Spektroskop z. B. von mindestens 20 cm, getrennt werden müssen, damit sich den Interferenzringen der beiden Platten nicht etwa die Interferenzringe der Luftplatte überlagern[1]). Eine einfache Nachrechnung ergibt nun folgendes: Bereits die Strahlen der dritten Nachbarordnung der dünnen Platte (innerhalb 10 Ordnungen soll die Koinzidenz zustande kommen) vom senkrechten Lichteinfall aus gerechnet, bilden innerhalb der Platte mit der Plattennormale einen Winkel von über 1°. Sie treten daher aus der Platte unter einem Winkel von über 1,5° aus. Zu diesem Winkel gehört ein Bogen von etwa $^1/_{40}$; durchläuft ein Strahl einmal den Plattenabstand von 20 cm, so rückt er also $^1/_2$ cm näher an den Plattenrand. Soll ein aus der ersten Platte austretender Strahl noch ein zweites Mal auf die zweite Platte auftreffen, so muß er mindestens 1,5 cm vom Plattenrand entfernt ausgetreten sein. Wenn man nun noch in Betracht zieht, daß die Platten gegeneinander verschoben sind, so daß von jeder Platte nur ein bestimmter Teil in Gebrauch genommen wird, so kann man annehmen, daß im allgemeinen die aus der ersten Platte austretenden Strahlen nur einmal, höchstens zweimal

1) Da die Platten aus gleichem Material sind, gibt das Dickenverhältnis das direkte Verhältnis der Ordnungszahlen und daher das umgekehrte Verhältnis der Spektralgebiete der beiden Platten an.

2) Vgl. G. Hansen in Gehrckes Handbuch der physikalischen Optik, Bd. II, S. 197/198: Die Zahl $N_{e\infty}$ wird berechnet als die Zahl von Strahlen gleicher Intensität, die bei gleicher Ordnungszahl dasselbe Auflösungsvermögen haben wie die theoretisch unendlich vielen Strahlen einer Pérot-Fabry-Platte mit abnehmender Intensität.

1) Denn Pérot-Fabry-Platten mit verschiedenem Brechungsindex weisen verschiedene Winkeldispersion auf, die angenähert dem Brechungsindex proportional ist. Eine Kombination von Platten mit verschiedenem Brechungsquotienten, z. B. Glas- und Luftplatten, wie sie in der Patentschrift Nr. 455553 von Gehrcke und Lau angegeben ist, ist daher für Feinstrukturuntersuchungen praktisch kaum anwendbar, wohl aber für Untersuchungen anderer Art. Vgl. E. Lau, „Die Erzielung von Interferenzstreifen hohen Gangunterschiedes . . ." Ann. d. Phys. **10**, 71, 1931.

auf die zweite Platte auftreffen. Hieraus folgt, daß der Anteil der Intensität, der durch Reflexionsverluste für das Interferenzbild verloren geht, beim Auftreffen der Lichtstrahlen auf die zweite Platte fast ebenso groß ist wie beim Auftreffen der Strahlen auf die erste Platte; und zwar ist dieser Anteil um so größer, je höher der Reflexionskoeffizient der halbdurchlässigen Silberschicht ist. Es ist möglich, daß mit Rücksicht auf diesen doppelten Intensitätsverlust der Reflexionskoeffizient mit 0,9 verhältnismäßig niedrig gehalten ist. Man könnte sich mit diesem Standpunkt auf einen Satz von G. Hansen berufen, der über die Intensität der Pérot-Fabry-Platten schreibt (4): „. . . da aber die Lichtausbeute mit zunehmender Dicke der Silberschicht wegen zunehmender Absorption und zunehmendem Reflexionsverlust sehr schnell abnimmt, ist man im allgemeinen gezwungen, mit einem relativ geringen Reflexionskoeffizienten zu arbeiten." Diese These ist naturgemäß von besonderer Bedeutung für das Multiplex-Interferenzspektroskop, in dem zwei Pérot-Fabry-Platten hintereinander geschaltet sind, und soll deshalb jetzt genauer geprüft werden.

II. Die Intensität von Pérot-Fabry-Platten.

Was die Absorptionsverluste betrifft, so ist hier auf die wesentlichen Fortschritte hinzuweisen, die in den letzten Jahren in der Herstellung halbdurchlässiger Silberschichten sowohl durch Verdampfung (5) als auch durch Kathodenzerstäubung (3) gemacht worden sind. E. Lau berichtet (3), daß es gelungen sei, Silberspiegel mit einem Reflexionskoeffizienten von 0,95 bei 3 Proz. Durchlässigkeit für weißes Licht herzustellen, daß aber das Verfahren in der Herstellung der Silberspiegel noch weiter vervollkommnet sei. Hieraus folgt, daß es technisch möglich ist, Silberspiegel mit sehr hohem Reflexionskoeffizienten herzustellen und gleichzeitig die Absorptionsverluste so stark herabzudrücken, daß sie keine wesentliche Rolle spielen, weshalb sie im folgenden vernachlässigt werden sollen.

Bei der Untersuchung der Reflexionsverluste wollen wir zunächst eine völlig homogene Wellenlänge voraussetzen und dann die Maximalintensität, auf die es ja in erster Linie ankommt, bestimmen.

Wenn a die Amplitude des auffallenden Lichtes, $\sigma \cdot a$ die Amplitude des reflektierten und $\delta \cdot a$ die Amplitude des durch die erste Silberschicht hindurchdringenden Lichtes darstellt (Fig. 2), so beträgt, da im Intensitätsmaximum sich sämtliche Lichtstrahlen ohne Phasendifferenz überlagern, die Maximalamplitude

$$A = a\,\delta^2(1 + \sigma^2 + \sigma^4 + \cdots) = a\,\delta^2 \frac{1}{1 - \sigma^2}.$$

Wenn nun von den Absorptionsverlusten abgesehen wird, ist

$$a^2 = a^2\delta^2 + a^2\sigma^2 \text{ oder } \delta^2 = 1 - \sigma^2.$$

Daher ist die Maximalamplitude $A = a$, die Intensität der Maxima also unabhängig von der Höhe des Reflexionskoeffizienten. Die durch die Erhöhung des Reflexionskoeffizienten bedingte geringere Lichtenergie im Interferenzbild macht sich daher nur in vorteilhafter Weise bemerkbar, nämlich durch engere Begrenzung der Maxima und größere Dunkelheit der Minima. Damit ist

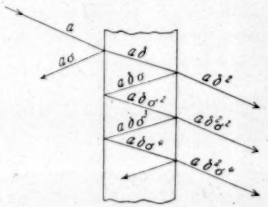


Fig. 2.

die Intensitätsfrage aber noch keineswegs praktisch entschieden, denn es wurde, wie dies allerdings in der Literatur bei Angabe von Intensitätsformeln üblich ist, eine vollkommen homogene Wellenlänge vorausgesetzt. Die Unabhängigkeit der Maximalintensität vom Reflexionskoeffizienten ϱ trifft daher zunächst nur für sehr schmale Linien zu. Handelt es sich aber um eine breite Linie, so kann man sich die gesamte Breite dieser Linie in eine bestimmte, feste Zahl von Abschnitten zerlegt denken, so daß jeder Abschnitt als eine schmale Linie angesehen werden kann[1]). Ist der Reflexionskoeffizient niedrig, so reicht das Intensitätsmaximum eines Abschnittes über eine größere Zahl benachbarter Abschnitte hinweg. Zur Bestimmung der Intensität an einer beliebigen Stelle innerhalb der breiten Linie ist daher eine größere Zahl von Intensitätswerten zu addieren, im Gegensatz zu der schmalen Linie, für die nur ein Maximum vorhanden ist. Es erscheinen daher die breiten Linien im Vergleich zu den schmalen in einer viel zu großen Intensität, die ihnen in Wahrheit gar nicht zukommt. Das Verhältnis der Energiemengen, also der Integrale $\int I \cdot d\lambda$ im Interferenzbild bleibt natürlich für die

1) Die Unterteilung einer breiten Linie in mehrere Abschnitte hat bereits P. P. Koch in seiner Arbeit „Über die Messung der Intensitätsverteilung in Spektrallinien" Ann. d. Phys. **42**, 1, 1913, gemacht. Das gleiche gilt auch für andere Arbeiten, z. B. die von H. C. Burger und P. H. van Cittert Zeitschr. f. Phys. **44**, 58, 1927 „über wahre und scheinbare Linienbreite von Spektrallinien".

breiten wie für die schmalen Linien erhalten. Daß dennoch die breiten Linien in größerer Intensität erscheinen, ist eben darauf zurückzuführen, daß die wahre Breite der schmalen Linien im Interferenzbild sehr stark, die der breiten Linien nur wenig verbreitert erscheint. Dieser Unterschied in der Verbreiterung der Linien wird verringert, wenn der Reflexionskoeffizient heraufgesetzt wird. Während dann die schmalen Linien ihre Intensität beibehalten, greifen in der breiten Linie die Intensitätsmaxima der einzelnen Abschnitte kaum noch über die benachbarten Abschnitte hinweg, die Linie erscheint nahezu in ihrer wahren Intensität. Durch Heraufsetzung des Reflexionskoeffizienten verschwindet also lediglich die falsche Intensität der breiten Linien. Da aber die schmalen Linien genau so erforscht werden müssen wie die breiten, so hat man durch Herabsetzung des Reflexionskoeffizienten lediglich den Nachteil zu erwarten, daß man für die schmalen Linien und die breiten Linien zwei verschiedene Expositionszeiten anwenden muß. Eine praktische Voraussetzung für die Anwendung eines höheren Reflexionskoeffizienten ist natürlich, daß es gelingt, planparallele Platten herzustellen, die eine genügende Homogenität des Materials aufweisen und deren Oberflächen den erhöhten Anforderungen genügen, die bei Erhöhung der Zahl der in der Platte reflektierten Strahlen gestellt werden müssen.

III. Entwicklungsmöglichkeiten des Multiplex-Interferenzspektroskops.

a) Das Dickenverhältnis der Platten.

Einen anderen Grund, den man der Anwendung eines höheren Reflexionskoeffizienten bei dem Multiplex-Interferenzspektroskop entgegenhalten könnte, ist die Schwierigkeit bei der engeren Begrenzung der Maxima eine genügend genaue Koinzidenz von zwei Maxima der beiden Platten zu erzielen. Zum mindesten könnte man einwenden, daß zum Zustandekommen einer Koinzidenz zu viel Ordnungen herangezogen werden müßten, die schon bei ziemlich schrägem Lichteinfall entstehen und infolgedessen für ein hohes Auflösungsvermögen nicht mehr eine ausreichende Winkeldispersion aufweisen. Es soll im folgenden gezeigt werden, daß diese Schwierigkeit durch geeignete Wahl des Dickenverhältnisses der beiden Platten beseitigt werden kann.

Gehrcke und Lau sind davon abgegangen, das Dickenverhältnis ganzzahlig zu wählen, weil das Dickenverhältnis sich bei der Herstellung der Platten doch nicht so genau einhalten ließ, daß sämtliche Maxima der dünnen Platte mit den entsprechenden Maxima der dicken Platte koinzidieren. Dafür soll das Dickenverhältnis so gewählt werden, daß in einer bestimmten Zahl von Ordnungen auch bei der technisch nicht vermeidbaren Abweichung von dem vorgeschriebenen Dickenverhältnis wenigstens eine genügend genaue Koinzidenz zustande kommt (1). Wenn nun Gehrcke und Lau das Dickenverhältnis $n \pm 0{,}3$ (wobei n eine ganze Zahl ist), also 3,3; 3,7; 4,3; 4,7; 5,3 ... in den Vordergrund rücken, so kann dies leicht den Anschein erwecken, als wenn irgendein anderes Dickenverhältnis weniger günstig wäre. Werden die angegebenen Dickenverhältnisse nicht als Dezimalbrüche sondern als gewöhnliche Brüche $\frac{33}{10}$; $\frac{37}{10}$; $\frac{43}{10}$ ... geschrieben, so erkennt man sofort, daß die Koinzidenz stets innerhalb $X = 10$ Ordnungen der dünnen Platte zustande kommen soll, denn nach je 10 Ordnungen der dünnen Platte oder je 33; 37 ... Ordnungen der dicken Platte wiederholt sich periodisch die Überlagerung der Maxima der beiden Platten. Zunächst erscheint die Zahl $X = 10$ nicht sehr glücklich gewählt, weil sie keine Primzahl ist. Daher kommt es, daß nur das Verhältnis $n \pm 0{,}3$ (außer $n \pm 0{,}1$, das aber ungünstig ist) zulässig ist, denn andernfalls könnte der gewöhnliche Bruch, der das Dickenverhältnis angibt, durch 2 oder 5 gekürzt werden und die Koinzidenz müßte nicht innerhalb 10 sondern innerhalb 5 oder gar 2 Ordnungen der dünnen Platte zustande kommen. Günstiger wäre daher z. B. die Zahl $X = 11$. Darüber hinaus darf aber die Zahl X keineswegs als konstant angesehen werden. Vielmehr hängt der günstigste Wert von X in mannigfacher Beziehung von den Versuchsbedingungen, so z. B. auch von der Größe des Dickenverhältnisses der Platten ab. Im folgenden sind die Gesichtspunkte aufgezählt, nach denen X bestimmt werden muß:

1. X muß so groß gewählt werden, daß zwei Maxima der beiden Platten gut koinzidieren. Der größtmögliche Abstand der zwei Maxima, die am besten koinzidieren, beträgt nämlich $\frac{1}{2X}$ des Ordnungsabstandes der dicken Platte. Mathematisch läßt sich dies ohne Schwierigkeit, wenn auch nur auf eine etwas umständliche Art beweisen. Empirisch kann man es aber schnell bestätigen, indem man auf einem Streifen Millimeterpapier in gleichmäßigem Abstand die Maxima der einen Platte durch Punkte markiert und einen zweiten Streifen, auf dem in $d$fachem Abstand (d = Dickenverhältnis) Punkte markiert sind, gegen den ersten Streifen langsam verschiebt.

2. X darf auch nicht viel größer gewählt werden; denn es besteht sonst die Möglichkeit, daß noch ein starkes Nebenmaximum innerhalb der X-Ordnungen der dünnen Platte zustande kommt. Vor allem dürfte ein solches

Nebenmaximum nicht in allzu großer Nähe des Hauptmaximums auftreten.

3. Mit erhöhtem Reflexionskoeffizienten muß auch X heraufgesetzt werden, und zwar etwa in demselben Maße, wie die Zahl der effektiven Strahlen wächst. Denn in demselben Verhältnis, wie die Zahl der effektiven Strahlen wächst, nimmt die Breite der Maxima (bei einer völlig homogenen Wellenlänge) ab. Folglich muß in demselben Verhältnis der größtmögliche Abstand der am besten koinzidierenden Maxima verkürzt werden, wenn dieselbe Güte der Koinzidenz beibehalten werden soll. Wird sie unterschritten, so wird die Auflösungskraft zu stark herabgesetzt.

4. Mindestens in demselben Maße, wie das Dickenverhältnis heraufgesetzt wird, kann die Zahl X herabgesetzt werden. Wird nämlich bei einer gegebenen Plattenkombination die dickere Platte durch eine noch dickere ersetzt, so wird der größtmögliche Abstand der koinzidierenden Maxima verringert. Denn dieser Abstand beträgt nach Punkt 1 $\frac{1}{2X}$ des Ordnungsabstandes der dickeren Platte. Dieser Ordnungsabstand nimmt aber proportional mit der Dicke (oder der Ordnungszahl) der Platte ab. Außerdem kann bei gleicher Herabsetzung der Auflösungskraft der Abstand zweier Maxima mit stark verschiedener Breite etwas größer sein als bei zwei Maxima mit ungefähr gleicher Breite.

5. Ist X eine Primzahl, so gestattet sie eine größere Auswahl des Dickenverhältnisses, doch kann u. U. eine beliebige Zahl ebenso vorteilhaft sein.

b) Erhöhung des Reflexionskoeffizienten.

In den vorhergehenden Ausführungen ist gezeigt worden, daß weder die Forderung einer notwendigen Lichtintensität noch die einer guten Koinzidenz die Erhöhung des Reflexionskoeffizienten verbieten. Während aber bei Erhöhung des Reflexionskoeffizienten die Koinzidenz mit Leichtigkeit durch ein größeres Dickenverhältnis zu erzielen ist, hat man, wenn auch nur mit einer geringen Herabsetzung der Intensität in jedem Falle zu rechnen, einmal weil jede Linie eine endliche Breite besitzt und dann, weil die stets vorhandenen Plattenfehler bei größerem Reflexionskoeffizienten eine stärkere Herabsetzung der Intensität bedingen. Doch dürfte der Nachteil der nur wenig verringerten Lichtstärke allein durch den Vorteil ausgeglichen werden, daß das Intensitätsverhältnis der breiten und schmalen Linien naturgetreuer wiedergegeben wird. Vor allem aber wird das Auflösungsvermögen und das Dispersionsgebiet der Plattenkombination bei einem größeren Reflexionskoeffizienten bedeutend erhöht.

Denn zunächst steigt die Leistungsfähigkeit der einzelnen Platte mit dem Reflexionskoeffizienten sehr rasch an, und zwar proportional der Zahl der effektiven Strahlen. Da bei gleicher Ordnungszahl das Dispersionsgebiet erhalten bleibt, wächst das Auflösungsvermögen der einzelnen Platte. Um nicht zu viel Ordnungen zum Zustandekommen einer Koinzidenz heranziehen zu müssen, würde man nach Punkt 4 (IIIa) das Dickenverhältnis vergrößern. Dadurch wird das Dispersionsgebiet der Kombination bedeutend erweitert. Wird z. B. angenommen, das Dickenverhältnis betrage 1 : 7,3 und die senkrecht einfallenden Lichtstrahlen bilden bei beiden Platten ein Maximum, so würden von dieser Koinzidenz aus gerechnet die ersten 6 Nachbarordnungen der dicken Platte durch das Minimum der dünnen Platte unterdrückt werden (Produkt der Intensitäten). Erst die siebente Nachbarordnung würde in die Nähe des ersten Nachbarmaximums der dünnen Platte fallen und infolgedessen im Interferenzbild mit einer beträchtlichen Intensität erscheinen. Das Dispersionsgebiet der Kombination würde also siebenmal so groß als das der dickeren Platte sein. Diese Steigerung des Dispersionsgebietes mit dem Dickenverhältnis hat natürlich eine Grenze, und zwar durch die Breite der Maxima der dünnen Platte. Es liegt daher auf der Hand, daß ein höherer Reflexionskoeffizient der dünnen Platte eine größere Erweiterung des Dispersionsgebietes zulassen würde. Bei einem sehr hohen Reflexionskoeffizienten wäre es in dem oben gegebenen Beispiel denkbar, daß auch die siebente Nachbarordnung der dicken Platte noch stark genug unterdrückt wird, so daß das Dispersionsgebiet der Kombination das zwei- oder gar dreifache des Dispersionsgebietes der dünnen Platte umfaßt. Ein hoher Reflexionskoeffizient bei der dickeren Platte ist in erster Linie erforderlich, um ein hohes Auflösungsvermögen der dickeren Platte zu gewährleisten, das durch die Kombination nur unwesentlich erhöht[1]), bei schlechter Koinzidenz sogar erheblich herabgesetzt werden kann.

1) Die Erhöhung des Auflösungsvermögens durch Kombination zweier Platten mit gleichem Reflexionskoeffizienten ist am größten bei gleich dicken Platten, wo sie unabhängig vom Reflexionskoeffizienten ziemlich genau das 1,6fache gegenüber der einzelnen Platte beträgt. Bei Platten mit verschiedenen Auflösungskräften erzielt man eine um so geringere Erhöhung der Auflösungskraft gegenüber der besseren Platte, je verschiedener die Auflösungskräfte sind.

c) Regulierung des Luftdrucks.

Diese Herabsetzung der Auflösungskraft, mit der bei schlechter Koinzidenz der Maxima gerechnet werden muß, ließe sich durch Regulierung des Luftdrucks vermeiden, so daß bei jedem Dickenverhältnis eine genaue Koinzidenz eingestellt werden könnte. Eine genaue Koinzidenz bringt noch einen anderen wesentlichen Vorteil mit sich. Wenn aus dem Verlauf der Intensitätskurve einer Spektrallinie auf deren durch das Spektroskop nicht aufgelöste Feinstruktur Rückschlüsse gezogen werden sollen (vgl. z. B. E. Lau, „Fortentwicklungen der interferenzspektroskopischen Methoden", Zeitschr. f. techn. Phys. **8**, 537, 1927), ist eine genaue Koinzidenz deshalb von Wichtigkeit, weil bei etwa vorhandenen Knicken in der Intensitätskurve man u. U. nur schwer feststellen kann, ob sie der Intensitätskurve wirklich zukommen, oder ob sie durch ungenaue Koinzidenz der Maxima hervorgerufen sind. Denn selbst eine völlig homogene Wellenlänge weist bei ungenauer Koinzidenz einen Knick auf. Zum mindesten wird man schwer entscheiden können, ob die Intensitätskurve infolge ungenauer Koinzidenz verzerrt worden ist.

d) Hintereinanderschalten von mehr als zwei Interferenzplatten.

Weiterhin ist die Frage zu untersuchen, ob die experimentellen Vorteile bei der Anordnung der Platten im Gehrcke-Lauschen Spektroskop die Nachteile überwiegen, die diese Anordnung gegenüber dem einfachen Zusammenpressen der Glasplatten hat. Gehrcke und Lau berichten in ihrer Patentschrift Nr. 455553, daß sie eine Verschärfung der Interferenzstreifen erhielten, wenn sie mehrere gleich dicke, einseitig versilberte Glasplatten aufeinander legten. Es ist deshalb zunächst kein Grund einzusehen, weshalb nicht auch zwei ungleich dicke Platten, deren Dickenverhältnis das Zustandekommen einer Koinzidenz gewährleistet, einfach aufeinander gepreßt werden können. Dadurch würde das umständliche Parallelejustieren erspart werden und es würde ein sehr großer Intensitätszuwachs zu verzeichnen sein. Aber auch wenn man darauf verzichtet, ungleich dicke Platten durch Aufeinanderpressen zu kombinieren, so würde man doch sehr viel erreichen, wenn man zwei gleich dicke zusammengepreßte Glasplatten mit einer dritten Platte, die durch einen Luftabstand getrennt ist, kombinieren würde, wie überhaupt das Prinzip, Interferenzapparate so zu kombinieren, daß die Interferenzstreifen parallel laufen, seine vollen Entwicklungsmöglichkeiten erst dann zur Geltung kommen läßt, wenn mehr als zwei Interferenzplatten zusammen geschaltet werden. Freilich ist bei drei verschieden dicken Platten eine Regulierung des Luftdrucks unvermeidlich, weil es sonst schwerlich gelingen würde, eine Koinzidenz von Maxima aller drei Platten zu erzielen. Diese Regulierung des Luftdrucks kann erspart werden, wenn zwei der drei Platten gleich dick (aus einer größeren Platte ausgeschnitten) und so justiert sind, daß ihre sämtlichen Maxima koinzidieren. Durch ein solches Plattenpaar werden zwar die Maxima nicht viel schmäler — die Auflösungskraft beträgt wie schon erwähnt bei absoluter Koinzidenz das 1,6fache der einzelnen Platte — jedoch werden die Minima sehr viel dunkler, so daß bei Kombination mit einer dritten Platte die störenden Nebenmaxima sehr stark unterdrückt werden. Durch Kombination eines solchen Plattenpaares mit einer wesentlich dickeren Platte wird man daher nicht nur die Auflösungskraft der dickeren Platte mit dem Dispersionsgebiet des dünneren Plattenpaares vereinigen, sondern darüber hinaus das Dispersionsgebiet auf das Vielfache des Dispersionsgebietes des dünneren Plattenpaares steigern können. Allerdings liegen die Verhältnisse nicht so günstig, wie wenn alle Platten verschieden dick sind.

Allgemein gilt, daß jede Kombination von Interferenzapparaten um so erfolgreicher ist, je leistungsfähiger die verwandten Interferenzapparate sind. Mehr noch als für die „Kreuzung" von Interferenzapparaten gilt dies für das Prinzip, Interferenzapparate so zu schalten, daß ihre Interferenzstreifen parallel laufen. Als Ergebnis der vorhergehenden Untersuchung kann man zusammenfassend sagen, daß dieses Prinzip bei besonders leistungsfähigen Apparaten oder bei Hintereinanderschaltung von mehr als zwei Apparaten außerordentliche Möglichkeiten bietet, die Leistungsfähigkeit gegenüber dem einzelnen Interferenzapparat zu steigern.

Literaturverzeichnis.

1) E. Lau, „Multiplexinterferenzspektroskop". Zeitschr. f. Phys. **63**, 313, 1930.
2) E. Gehrcke und E. Lau, „Multiplex-Interferenzspektroskop". Physik. Zeitschr. 31, 973, 1930.
3) E. Lau, „Methoden zur Steigerung der Leistungsfähigkeit von Interferenzspektroskopen". Zeitschr. f. Instrkde **49**, 57, 1929.
4) Gehrckes Handbuch der physikalischen Optik, Band II, S. 213.
5) R. Ritschl, „Über ein Verfahren zur halbdurchlässigen Versilberung . . ." Zeitschr. f. Phys. **69**, 578, 1930.

Danzig-Langfuhr, im März 1932.

(Eingegangen 23. März 1932.)

Der Torsionsmodul des Nickels bei höheren Temperaturen unter gleichzeitiger Magnetisierung.

Von Willy Möbius.

In der Heisenbergschen Arbeit über Ferromagnetismus in der Sommerfeldfestschrift[1]) findet sich die Bemerkung, daß nach einer mündlichen Mitteilung Londons die elastischen Konstanten ferromagnetischer Kristalle sich beim Durchgang durch den Curiepunkt um etwa einige Prozent ändern müßten. Leider sei dieser Effekt experimentell niemals untersucht worden; wenn er später einmal gemessen sein würde, so hätte man eine ganz augenfällige mechanische Folge der Entkoppelung von Valenzkräften gefunden.

Es schien, daß ein Effekt von solcher Größe, z. B. beim Torsionsmodul, leicht nachweisbar sein müsse, und zwar, wenn auch dem Betrage nach etwas kleiner, auch an polykristallinem Material. Daher wurden zunächst Versuche mit einer ganz einfachen Anordnung gemacht, bei der ein nicht vorbehandelter Nickel- oder Eisendraht auf dem größten Teil seiner Länge durch einen Ofen (Feld durch Gegenspule kompensiert) lief und der Torsionsmodul aus Schwingungsbeobachtungen mit Stoppuhr ermittelt wurde. Die so gefundenen Kurven ließen aber nicht den erwarteten Sprung am Curiepunkt erkennen. Sorgfältigere Versuche mit einem ebensolchen *Ni*-Draht, der sich ganz im Ofen befand, zwischen 300 und 400° ergaben eine fast geradlinige Kurve. Von diesen Vorversuchen wird später noch die Rede sein.

Nunmehr mußte dazu übergegangen werden, alle hereinspielenden Nebenumstände zu berücksichtigen: Vorbehandlung des Drahtes, Magnetostriktion, deren Verlauf für das untersuchte Material nicht bekannt war, ferner die thermische Ausdehnung und ein longitudinales Feld.

1. Versuchsanordnung.

Der Ofen war nur für die Untersuchung von *Ni*, also bis etwa 400° C gedacht. Um die gewünschten Längenmessungen machen zu können, mußte der Draht, also auch der Ofen, möglichst lang sein. Der Ofen bestand aus einem Kupferrohr von 94 cm Länge und 2 cm äußerem Durchmesser bei 3,5 mm Wandstärke. Dieses war in eine Kupferplatte eingeschraubt, mit der auch der obere Drahthalter fest verschraubt war. Dieser, sowie der untere Drahthalter, an dem der Schwingkörper befestigt war, bestand aus Messing und der Draht war in das Messing hart eingelötet.

[1]) Probleme der modernen Physik. Herausgeg. von P. Debye. Arnold Sommerfeld zum 60. Geburtstage gewidmet. Leipzig 1928. S. Hirzel.

Den untersten Teil des unteren Halters bildete ein Messingrohr *R* von 1 cm Durchmesser, welches außerhalb des Ofens einen in vertikaler Richtung etwa 2 cm langen Durchbruch *D* hatte (Fig. 1). In diesen ragte eine Zunge *Z* hinein, die durch ein vertikales Messingstück *M* mit dem *Cu*-Rohr fest verbunden war. Das Messingrohr war um die Zunge herum gerade noch etwas frei beweglich, um die Schwingungsbewegungen des *Ni*-Drahtes zustandekommen zu lassen. Die Zunge, sowie die benachbarten Teile des Messingrohres

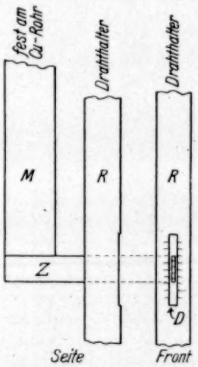


Fig. 1.

trugen einige horizontale Teilstriche, deren Höhenlagen mittels Schraubenmikrometers verglichen werden konnten. Da nun zur Zunge nur Messingstück und *Cu*-Rohr gehörten, zum Messingrohr aber außer den messingenen Haltern der *Ni*-Draht, konnten-Magnetostriktion und Unregelmäßigkeiten der thermischen Ausdehnung des *Ni*, die sich der regelmäßigen Ausdehnung des *Cu* und Messings überlagerten, festgestellt werden.

Das *Cu*-Rohr trug außen auf 79 cm seiner Länge Wickelungen aus blankem *Cu*-Draht von 1 mm Durchmesser, in üblicher Weise mit Porzellanerde, Asbest, Kieselgur und Wasserglas isoliert. Die unterste Lage diente zur Bestimmung der beim Kommutieren des Magnetfeldes erzeugten Induktion, also des Curiepunktes, drei weitere Lagen gleichzeitig zur Heizung und Erzeugung des Magnetfeldes sowie zum Entmagnetisieren. Diese 3 Lagen waren bifilar gewickelt und durch einen Umschalter ohne Änderung der Stromstärke auf „mit" und „ohne" Feld schaltbar. Für gleiche Windungsdichte entlang dem Rohr wurde dadurch gesorgt, daß bei den äußeren

Lagen 4, bei der inneren 2 Drähte gleichzeitig aufgewickelt wurden, von denen zum Schluß jeder zweite herausgenommen wurde. Zur Ausgleichung der Wärmeabgabe an den Enden des Rohres wurden dort noch in üblicher Weise kurze Zusatzspulen aus Chromnickeldraht angebracht, die bifilar gewickelt, aber nicht kommutierbar waren. Jede der Heizspulen bildete einen für sich regulierbaren Stromkreis.

Zur Temperaturmessung waren im Inneren des *Cu*-Rohres 3 Thermoelemente angebracht, an der Wandung befestigt, aber mit der Lötstelle frei ins Innere hineinragend. Das eine befand sich in der Mitte, die beiden anderen in der Nähe der Enden des *Ni*-Drahtes. Die Temperaturablesung geschah an einem Celsiusgrade zeigenden Siemensgalvanometer, welches bis etwa 400° durch 4 Fixpunkte geeicht war, unter Korrektion wegen der veränderlichen Widerstände der Thermoelemente. Weiteres über Temperaturmessung im 5. Abschnitt.

Der am *Ni*-Draht hängende Schwingkörper wog etwa 300 g und bestand im wesentlichen aus 2 Messingwürfeln, die an einem horizontalen Messingrohr in etwa 33 cm Abstand voneinander befestigt waren. Die Schwingungen wurden durch Stöße von Preßluft hervorgerufen, die aus zwei gleichen Messingdüsen auf entsprechende Würfelflächen strömte und vom Beobachtungsplatze aus durch einen der gebräuchlichen Zerstäuber-Gummibälle erzeugt wurde.

Zur Messung der Schwingungsdauer wurde die Koinzidenzmethode benutzt. Das Vergleichspendel war mit einem Wassermantel umgeben, der zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit diente. Es wurde ebenfalls mit Preßluft angetrieben. Beide Pendel trugen Spiegel. Ein beleuchteter Spalt wurde unter Reflexion am Vergleichspendel in der Ebene eines zweiten Spaltes abgebildet, und dieser somit im Takte der Schwingungen beleuchtet. Der 2. Spalt wurde mittels Fernrohres unter Reflexion am Versuchspendel betrachtet und beim Schwingen beider Pendel konnte das Vorrücken des Lichtblitzes auf der Okularskala je nach der Größe der Koinzidenzzahl auf $^1/_{10}$ bis $^1/_{40}$ der Schwingungsdauer beobachtet werden. Die Schwingungsdauer beider Pendel betrug fast 4 Sekunden und war für das Vergleichspendel so bemessen, daß die Koinzidenzzahl n bei Zimmertemperatur „feldfrei" etwa 13, bei 400° etwa 40 betrug. So war es nicht allzu zeitraubend, bei $n = 40$ noch die 2. oder 3. Koinzidenz (bei $n = 13$ entsprechend mehr) zu beobachten und damit eine Kontrolle der Ablesungen zu haben.

Wird die m^{te} Koinzidenz benutzt, so lautet die Formel für die Schwingungsdauer T, wenn T_0' die des Vergleichspendels ist,

$$T = T_0' \frac{m n}{m n + m}$$

und wenn $m n$ mit dem Fehler δ gemessen ist, so ist der Fehler für T

$$\Delta T = \frac{T_0' \delta}{(m n + m + \delta)(n + 1)}$$

Die δ sind aber etwa proportional $1/n$, da bei großen n die Lichtblitze auf der Skala weiter auseinanderliegen. Z. B. für das größte gemessene $n = 41{,}29$ (Temperatur $t = 103^0$, Magnetisierungsstromstärke $i = 1{,}85$ Amp.) war $m = 1$, $\delta = 0{,}1$, also $\Delta T = 5 \cdot 10^{-5}\, T_0'$, für das kleinste $n = 13{,}37$ ($t = 20^0$, $i = 0$) war $m = 3$, $\delta = 0{,}025$, $\Delta T = 4 \cdot 10^{-5}\, T_0'$, und in einem der ungünstigsten Fälle, die vorkamen, war $n = 18{,}14$ ($t = 23^0$, $i = 7{,}11$ Amp.), $m = 1$, $\delta = 0{,}05$, $\Delta T = 1{,}4 \cdot 10^{-4} \cdot T_0'$.

2. Ausführung der Versuche.

Für alle Beobachtungen, die mit der vorstehend beschriebenen Einrichtung gemacht sind, wurde ein und dasselbe Stück *Ni*-Draht verwendet. Es war *Ni* von Heräus, vakuumgeschmolzen, mit einem Manganzusatz von 0,9 Proz.[2]), durch Erhitzen mittels durchgehenden Stromes gerade gerichtet und dann 6 Stunden bei 550° unter Auspumpen geglüht und in 12 Stunden abgekühlt. Der Draht wurde vor jeder Messung im Ofen selbst durch Wechselstrom entmagnetisiert. Da dies mit den Heizspulen geschehen mußte, war beim Entmagnetisieren eine kleine Abkühlung oder Erwärmung die Folge, die aber nur wenige Zehntel Grad betrug. Die Messungen wurden so angestellt, daß eine ausgewählte Temperatur hinreichend konstant eingestellt und die Schwingungsdauer bei verschiedenen Feldstärken gemessen wurde. Aus diesen Messungen wurden zunächst „vorläufige" Isothermen gezeichnet, die hier nicht wiedergegeben sind und die Größen

$$(F) = T^2 \cdot T_0^{-2},$$

wo T_0 die Schwingungsdauer des Vergleichspendels bei 25° C bedeutet, als Funktion der Magnetisierungsstromstärke i darstellten. Natürlich sollten alle Messungen für im voraus bestimmte Werte von i und der Temperatur t, z. B. 5 Amp., 2 Amp., 60°, 100°, usw. gemacht werden. Aber die Temperaturen waren aus verschiedenen Gründen (vgl. Abschnitt 5) nicht von vornherein genau angebbar, und auch die i kamen bei der Ablesung oft etwas anders heraus, als es der Auswahl entsprach, z. B. 5,1 statt 5 Amp. Diese

2) Nach freundlicher Untersuchung durch Herrn Prof. W. Böttger.

kleinen Unterschiede wurden mit Hilfe der vorläufigen Isothermen in erster Näherung ausgeglichen. Nun wurden vorläufige Isodynamen gezeichnet, hiernach die Meßpunkte auf ausgewählte Temperaturen korrigiert, danach endgiltige Isothermen und nach nochmaliger Korrektion endgültige Isodynamen gezeichnet (Fig. 2 und 3).

Die zur Zeichnung der Kurven durchgeführten Messungen erstreckten sich über mehrere Wochen und geschahen in der Reihenfolge 23°, 153°, 207°, 257°, 305°, 325°, 60°, 101°, 335°, und die Reihenfolge der benutzten Stromstärken war bei jeder Temperatur eine andere. Bei Zeichnung der Kurven stellte sich hier und da das Bedürfnis zu einer Ergänzungsmessung heraus, um die Kurvenform besser zu sichern. Daß trotz dieser bunten Reihenfolge glatte Kurven herausgekommen sind, kann als ein Zeichen für die Reproduzierbarkeit der Messungen angesehen werden, besonders für die Messungen bei $i = 0$, die oft wiederholt wurden. Weiteres hierüber im Abschnitt 5. Es mag auch hier daran erinnert werden, daß es sich bei allen Messungen um ein einziges Stück Nickeldraht handelt.

3. Ergebnisse.

Von Fig. 2 betrachten wir die Isodyname $i = 0$. Sie müßte schon die Erscheinung zeigen, zu deren Auffindung die Arbeit unternommen wurde. Sie zeigt auch in der Tat, daß am Curiepunkt, der für das Drahtstück bei 340° liegt, die Kurve von der Geraden, die sie für höhere Temperaturen annähernd darstellt, etwa rechtwinklig abbiegt und die Zimmertemperatur in weitem Bogen erreicht. Eine Unstetigkeit am Curiepunkt ist also vorhanden, und sie könnte, wenn nur diese einzige Kurve vorhanden wäre, durch das Entkoppeln von Valenzkräften beim Ansteigen der Temperatur über den Curiepunkt hinaus erklärt werden.

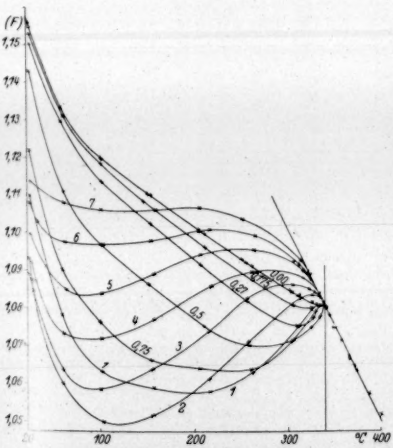


Fig. 2. $(F) = T_k^2 T^{-2}$ als Funktion der Temperatur. Die angeschriebenen Zahlen bedeuten die Magnetisierungsstromstärke i in Ampere, die Feldstärke ist dann $H = 6\pi i$ Gauß. Einheit für (F) ist die Zahl 1. Ni von Heräus, vakuumgeschmolzen, mit 0,9 Proz. Manganzusatz[2]), bei 550° geglüht und langsam abgekühlt.

Nicht jedoch ist dies bei den mit Feld aufgenommenen Kurven der Fall. Bei diesen tritt je ein Minimum und ein Maximum von (F) auf, wobei immer das Minimum unter, das Maximum über der Kurve $i = 0$ liegt. Soweit die Meßgenauigkeit reicht, schließen sich die Kurven nach Überschreitung ihres Maximums der für höhere Temperatur geltenden „Geraden" an. Über die Art dieses Sichanschließens, sowie über andere Feinheiten der Kurvenform in der Nähe des Curiepunktes läßt sich erst bei genauerer Temperaturherstellung und -messung entscheiden. Aber soviel dürfte feststehen, daß mit zunehmender Feldstärke die Unstetigkeit des Überganges in jene „Gerade" viel kleiner wird oder vielleicht sogar ganz wegfällt. Beim Entkoppeln von Valenzkräften würde man dagegen auf jeden Fall kein Kleinerwerden, sondern eher ein Größerwerden der Unstetigkeit erwarten. Man wird daher das Verhalten des Torsionsmoduls zwischen Zimmertemperatur und Curiepunkt mit und ohne magnetisches Längsfeld nicht durch die Entkoppelung von Valenzkräften erklären können, sondern in das Gebiet der Magnetostriktionserscheinungen verweisen.

Jenseits der Zimmertemperatur, nach abnehmenden Temperaturen hin, sind alle Kurven im Ansteigen begriffen, die mit niederer Stromstärke sogar in raschem Ansteigen. Ein Ende dieses Anstieges ist ohne Messungen gar nicht abzusehen, es ist also zunächst durchaus möglich, daß die den höheren Temperaturen entsprechende „Gerade" erreicht oder sogar überschritten wird. Da die Windungszahl der Magnetisierungsspulen 15 cm^{-1} ist, die Feldstärke also 18,85 i (i in Amp. gemessen) Gauß beträgt, ist mit 7 Amp. die magnetische Sättigung noch nicht erreicht. Also auch bei Zimmertemperatur können die Kurven für höhere Feldstärke noch weit höher zu liegen kommen und die „Gerade" erreichen. Auf jeden Fall wird neben der Kurve $i = 0$ die Kurve in erster Linie von Interesse sein, die die bei allen Temperaturen erreichbaren elastischen Höchstwerte umfaßt, außerdem vielleicht noch der tiefste überhaupt erreichbare Wert (F).

Für höhere Stromstärken ist aber der beschriebene Ofen nicht geeignet, da er mit 4,4 Amp.

schon 400° gibt und es nicht sicher war, ob er auch nur 7 Amp. vorübergehend aushalten würde. Auch für Messungen unter Zimmertemperatur ist er nicht geeignet. Für die Fortsetzung der Messungen in diesem Sinne müssen also erst andere Einrichtungen hergestellt werden.

Die Wirkung des Feldes auf den Elastizitätsmodul bei Zimmertemperatur ist schon länger bekannt und unter anderem von Honda und Terada[3]) für gealtertes reines und Handelsnickel untersucht worden. Dort ist die Belastung der Drähte größer als bei mir und es ist $\delta E/E$ bzw. $\delta F/F$ (E = Dehnungsmodul) aufgetragen, aber die Form der Kurven ist ähnlich der für $t = 23°$ in Fig. 3, zeigt also auch das Minimum bei mittleren Feldstärken, und zwar für E und F.

Von den Isothermen (Fig. 3) würde man erwarten, daß sie Ähnlichkeit mit Magnetisierungskurven hätten, wie es z. B. bei entsprechenden

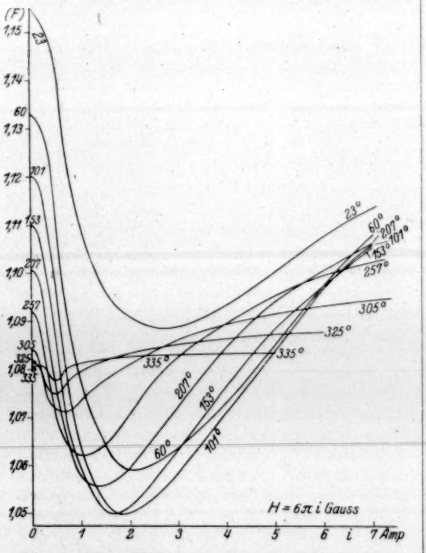


Fig. 3. $(F) = T_0^2 T^{-2}$ als Funktion der Magnetisierungsstromstärke i (Amp.) für die angeschriebenen Temperaturen (° C). Einheit für (F) ist die Zahl 1. *Ni* von Heräus, vakuumgeschmolzen, mit 0,9 Proz. Manganzusatz[2]), bei 550° geglüht und langsam abgekühlt.

Kurven des elektrischen Widerstandes der Fall ist[4]). Aber so einfach lassen sie sich nicht beschreiben. Sie fangen zwar an wie eine Nullkurve, erreichen dann rasch einen Extremwert und später wohl eine Sättigung — die für 335° bei 3 Amp. oder 56 Gauß schon nahezu erreicht ist —, aber die Sättigung ist nicht mit jenem Extremwert identisch, sondern liegt erheblich höher und die durch das Sättigungsfeld erzielten Änderungen von (F) ordnen sich nicht nach der Reihenfolge der Temperaturen.

4. Ältere Beobachtungen an *Ni* und *Fe*, sowie noch nicht erwähnte Beobachtungen anderer Autoren, auch am Dehnungsmodul.

Nachdem durch die vorstehend beschriebenen Beobachtungen die Form der Kurve (F), t für $i = 0$ erkannt war, zeigte sich, daß auch die eingangs erwähnten mit einfachen Mitteln gemachten Beobachtungen diese Form schon andeuten durch

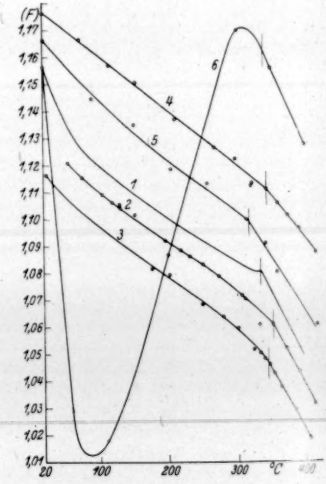


Fig. 4. $(F) = T_0^2 T^{-2}$, für Kurve 6 Torsionsmodul F, als Funktion der Temperatur. Einheit für (F) ist die Zahl 1. F ist für 20° = (F) gemacht und mit Kurve 1 zusammengelegt. 2—5 sind vertikal verschoben. Kurven 1—5 ohne Magnetfeld, Kurve 6, infolge der Erwärmung mittels Stromdurchgangs, mit Quermagnetisierung. Kurve 1 aus Fig. 2 entnommen, 2 und 3 *Ni* wie in Fig. 2, aber nicht vorbehandelt, 3 im Anschluß an 2 bei fallender Temperatur aufgenommen. Kurven 4 und 5 beide dasselbe Drahtstück, 1. und 5. Messung, *Ni* von Kahlbaum, „nicht garantiert kobaltfrei", aber mit 1,0 Proz. Mangan[2]), ohne Vorbehandlung, die 4 ersten Messungen gingen bis 600°. Kurve 6 nach Koch und Dannecker[5]), Material nicht angegeben, Vorbehandlung: „gewöhnlich Ausglühen in freier Luft verbunden mit leichter Streckung".

3) K. Honda and T. Terada, Phil. Mag. **13**, 36, 1907.

4) Kurt Schneiderhan, Ann. d. Phys. (5) **11**, 385, 1931.

einen Knick am Curiepunkt. Solche Messungen sind in Fig. 4 für *Ni*, in Fig. 5. für *Fe* wiedergegeben, dazu noch je eine Kurve von Koch und Dannecker[5]). Bei den Kurven 2, 3, 4, 5, 7, 8 war die Belastung des Drahtes 2,9 kg. Daß bei den älteren Kurven der Curiepunkt nicht so gut hervortritt wie bei Kurve 1, ist daraus zu verstehen, daß bei ihnen immer ein Teil des Drahtes aus dem Ofen herausragte, daß also die Erwärmung der Drähte nicht so gleichmäßig war und infolgedessen nicht der ganze Draht auf einmal durch den Curiepunkt ging.

Die Kurve 6 paßt gar nicht zu den übrigen der Fig. 4, wohl aber zu den mit Feld gemessenen Kurven der Fig. 2. Wenn daher die Verfasser auf Grund einer Literaturangabe, wo zufällig *Ni* nicht gemessen ist, glaubten, der Stromdurchgang werde den Modul nicht beeinflussen, so scheint dies nicht richtig zu sein, vielmehr scheint die Wirkung des Querfeldes sogar noch erheblich größer zu sein als die des Längsfeldes. Auch diese Erscheinung dürfte noch einer genaueren Untersuchung wert sein. Übrigens geben die

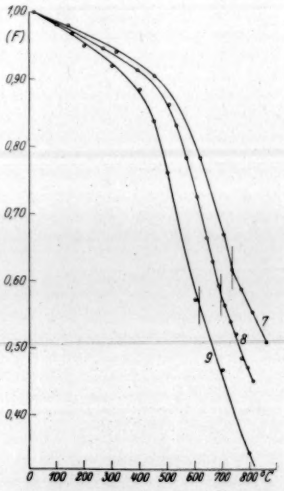


Fig. 5. $(F) = T_0^2 T^{-2}$, bei Kurve 9 Torsionsmodul F, als Funktion der Temperatur. Einheit für (F) und F ist ihr Wert bei Zimmertemperatur. Kurven 7 und 8 ohne Magnetfeld, jedes eine erstmalige Messung, 9 mit Querfeld wie 6 in Fig. 4. Kurve 7 Klaviersaite, geglüht und in freier Luft abgekühlt, dann auf der Drehbank gerichtet, wovon ein Drill übrig blieb. Kurve 8 weiches *Fe*, Handelsware, ohne Vorbehandlung. Kurve 9 nach Koch und Dannecker[5]), vgl. Fig. 4.

5) K. R. Koch und C. Dannecker, Ann. d. Phys. (4) **47**, 197, 1915.

Kurven 6 und 9 den Modul F selbst, also unter Berücksichtigung der thermischen Ausdehnung. Um sie auf unser (F) zu reduzieren, müßten sie ein wenig höher liegen, der letzte Punkt von 9 um 4 Proz. seiner Ordinate.

Die *Fe*-Kurven zeigen ebenso wie die *Ni*-Kurven den Knick in der Gegend des Curiepunktes (769° C). Der Unterschied vom *Ni* besteht darin, daß sie die jenseits des Curiepunktes vorhandene „Gerade" von größeren Werten her erreichen, während dies beim *Ni* von kleineren her geschieht. Das entspricht, zunächst rein formell, dem Umstande, daß (wenigstens bei schwachen Feldern) auch die Magnetostriktion sowie die Wirkung einer Zugspannung auf die Magnetisierung[6]) und die Anomalie der thermischen Ausdehnung[7]) bei *Ni* und *Fe* verschiedenes Vorzeichen hat. Auch zeigt die Kurve 9 nicht wie 6 den Unterschied von den übrigen, der auf Quermagnetisierung beruht, und die Isotherme von Honda und Terada[3]) (Zimmertemperatur) weist für beide Moduln im Gegensatz zum *Ni* keinen Extremwert auf.

Die Neigung der „Geraden" gegen die vertikale Achse ist bis zu einem gewissen Grade charakteristisch für Material und Vorbehandlung, während die verschiedene Belastung sie nicht ändert, wie die Übereinstimmung von 1 und 6 oder 8 und 9 oder die Kurven von Ray-Chaudhuri[8]) zeigen. Die Neigung beträgt in willkürlichen Einheiten, wenn alle Kurven auf denselben Maßstab umgerechnet werden und bei 6 und 9 die Änderung der thermischen Ausdehnung abgezogen wird, für

Kurve	1	2	3	4	5	6	7	8	9
	501	531	553	796	623	490	291	218	208.

Endlich sind noch die Messungen des gewöhnlichen Elastizitätsmoduls (Dehnungsmoduls, Youngschen Moduls) zu erwähnen. Die von Koch und Dieterle[9]) sind uneinheitlich. Honda und Terada[3]) erhielten aus statischen Dehnungsversuchen bei verschiedenen Belastungen für gealtertes reines und Handelsnickel bei Zimmertemperatur Isothermen, die der Kurve $t = 23^0$ in Fig. 3 ähnlich sind, für *Fe* wieder Kurven ohne Extremwert.

Neuerdings sind die Frequenzen schneller Längsschwingungen von Stäben gemessen worden, die entweder durch Piezoquarze[10]) oder mit

6) Geiger-Scheel, Handb. d. Phys. **15**, 197 f., 1927.

7) P. Chevenard et A. Portevin, Revue de Métallurgie **22**, 357, 1925.

8) D. P. Ray-Chaudhuri, Zeitschr. f. Phys. **71**, 473, 1931.

9) K. R. Koch und R. Dieterle, Ann. d. Phys. (4) **68**, 441, 1922.

10) S. L. Quimby, Phys. Rev. **39**, 345, 1932.

Hilfe der Magnetostriktion[11]) als Resonanzfrequenzen angeregt wurden. Quimby, der ohne Feld mit besonders gut gereinigtem *Ni* arbeitet, gibt eine Kurve für polykristallines *Ni*, die der Kurve $i = 0$ in Fig. 2 ähnlich sieht, für einen Einkristall geht die Frequenz bei 200° C fast um 10 Proz. herunter. Bei diesen tiefliegenden Werten soll allerdings vor Ausrechnung des Moduls noch die Zähigkeit bestimmt werden. Giebe und Blechschmidt[11]) arbeiten nur bei Zimmertemperatur, aber mit Längsfeld und erhalten für mehr oder weniger gealtertes *Ni* eine mit dem Feld monoton ansteigende Kurve, ähnlich einer Magnetisierungskurve, also ein ganz anderes Verhalten, als (*F*) in Fig. 3 zeigt. Noch überraschender ist es, daß sie bei einer Messung desselben Moduls mit Biegungsschwingungen für weiches Material Zunahme, für hartes Abnahme mit wachsendem Feld bekommen. Eine Erklärung dafür liegt vielleicht in dem bei allen Messungen vorhandenen schwachen Wechsel- und Gleichfeld, das zur Anregung und Wahrnehmung der Schwingungen nötig ist.

5. Fehlerquellen.

a) Schwingungsdauer. Bei den meisten Messungen wurde mindestens die zweite Koinzidenz benutzt, oft auch eine höhere. Dabei wurden zur Kontrolle mindestens zwei der Koinzidenzen notiert. So brauchte jede Messung nur einmal gemacht zu werden. Nur in den Fällen, wo beim Arbeiten „mit Feld" große Unterschiede zwischen Heiz- und Magnetisierungsstromstärke waren, also die Messung mit Feld mit erheblicher Temperaturänderung verbunden war, wurde nur die 1. Koinzidenz bestimmt, wobei natürlich mit besonderer Sorgfalt gezählt wurde. Aber selbst in diesen ungünstigsten Fällen ist, wie im Abschnitt 1 ausgerechnet wurde, der Fehler für (*F*) kleiner, als daß er im Maßstabe der hier wiedergegebenen Kurven bemerkbar würde.

b) Temperatur. An dem Galvanometer konnten, da ein Skalenteil 10° C umfaßte, gerade noch ganze Grade abgelesen werden. Die Unsicherheit der Ablesung verringerte sich etwas durch Mittelnehmen aus allen 3 Thermoelementen, wobei das mittelste doppelt berücksichtigt wurde und vergrößerte sich anderseits dadurch, daß die 3 Temperaturen schon bei Beginn einer Messung nicht völlig gleich waren und auch nicht während einer einzelnen Messung konstant. Das erste hätte sich wohl erreichen lassen, aber der dazu nötige Zeitaufwand hätte sich durch die kleine Verbesserung nicht rechtfertigen lassen. Deshalb bestanden fast immer Unterschiede zwischen den 3 Thermoelementen, die aber nur selten 3° und noch seltener mehr betrugen, und deren Bedeutung noch dadurch abgeschwächt wurde, daß das mittlere Element doppelt bewertet wurde. Temperaturkonstanz innerhalb der Ablesegenauigkeit hätte man bei Messungen ohne Feld erreichen können, da der Heizstrom auf „feldfrei" geschaltet werden konnte, und in den meisten Fällen war der Unterschied der Ablesungen vor und nach einer Messung, also für etwa 3—5 Minuten, nur von der Größenordnung 1°. Bei Messung mit Feld war, da der Heizstrom unter Kommutierung auf „mit Feld" in seiner Stärke geändert werden mußte, selbst in den 3—5 Minuten eine Temperaturänderung nicht zu umgehen, die in den ungünstigsten Fällen bis zu 6° betrug. Daher wurden bei allen Ablesungen von Temperatur und Koinzidenz die Zeiten notiert und die für die Zeit der Koinzidenzmessung geltenden Temperaturen aus den benachbarten Temperaturmessungen ermittelt. Aus diesen Gründen ist es schwer, bestimmte Angaben über die Genauigkeit einer zur Kurvenzeichnung verwendeten Temperatur zu machen. Nach den Erfahrungen beim Auswerten der Temperaturablesungen und der Kurvenzeichnung dürfte der Fehler nur selten größer als 2° sein.

Zu erwähnen ist noch, daß einmal bei etwa 350° alle 3 Thermoelemente gleich eingestellt und ein viertes an Stelle des Meßdrahtes im Ofen verschiebbar angebracht wurde. Dieses zeigte mitten zwischen zwei festen Thermoelementen etwa $^1/_2{}^0$ niedriger als in deren Nähe. Um dem Rechnung zu tragen, wurden die nach obigem Verfahren ermittelten Temperaturen für 400° um $^1/_2{}^0$, für niedrigere Temperaturen um weniger, bis zu 0° bei Zimmertemperatur, erniedrigt. Damit sollte dieser Effekt auch in den meist vorliegenden Fällen, wo die 3 Thermoelemente etwas voneinander verschieden waren, abgegolten sein. Daß hier $^1/_2{}^0$ und weniger berücksichtigt wurde, wo doch nur ganze Grade abgelesen wurden, erklärt sich dadurch, daß die verschiedenartigen Korrektionen wegen des Widerstands, der kalten Lötstelle, beim Mittelnehmen usw. bis auf Zehntelgrade durchgeführt wurden.

c) Vergleichspendel. Die Temperaturabhängigkeit wurde untersucht und bei allen Messungen korrigiert. Der Stahldraht des Pendels ist natürlich im Erdfeld schwach magnetisch geworden, aber nach mehrmonatlichem Hängen an derselben Stelle war eine wesentliche Änderung nicht mehr zu erwarten. Übrigens ist bei *Fe* die Wirkung des Feldes viel kleiner als bei *Ni*[9]).

d) Übergelagerte Effekte (Magnetostriktion, Wärmeausdehnung, Zugbelastung). Die von mir gemessene Magnetostriktion war von derselben Größenordnung wie die in der Literatur angegebene. Wenn man, wie üblich, einen Vo-

11) E. Giebe und E. Blechschmidt, Ann. d. Phys. (5) **11**, 905, 1931.

lumeneffekt vernachlässigt, wäre bei Messung mit Feld (F) noch mit $(1-3\,\Delta\,l/l)$ zu multiplizieren. Das Korrektionsglied ist aber selbst bei Zimmertemperatur und Sättigung nur $3 \cdot 2{,}5 \cdot 10^{-5}$ (F), also in den Kurven nicht merkbar. Ähnlich ist es mit der thermischen Anomalie, die am Curiepunkt auftritt. Meine Messungen ergaben einen „Sprung" von etwa $\delta\,l/l = 3 \cdot 10^{-5}$ der Drahtlänge, d. h. eine Verringerung der Ausdehnung zwischen 300° und Curiepunkt, so daß, wenn man die nahezu geradlinige Ausdehnung zwischen Curiepunkt und 400° bis 300° verlängert, diese Gerade bei 300° eine um $3 \cdot 10^{-5}$ ihres Wertes kleinere Drahtlänge darstellt als wirklich gemessen ist. Dieser Wert würde, wenn die Anomalie alle Dimensionen in gleichem Maße betrifft (ebenso wie die normale thermische Ausdehnung es tut), eine Multiplikation von (F) mit $(1 + 3 \cdot 3 \cdot 10^{-5})$ bedingen, also ein Korrektionsglied von der Größenordnung 10^{-4}. Dieses würde in den Kurven nicht mehr zum Ausdruck kommen.

Über die Ausdehnungsanomalie sind aber kürzlich von Ray-Chaudhuri[8]) Zahlen veröffentlicht worden, die fast das Zehnfache meines Wertes ergeben, aber das Material, Handelsnickel, ist anscheinend nicht vorbehandelt, auch enthält die Arbeit keine Angaben über Fehlerquellen. Die Werte Uffelmanns[12]) anderseits, der die Stücke vor der Messung im Versuchsofen bis über die höchste Meßtemperatur erwärmte und langsam abkühlte und dessen Methode zuverlässiger zu sein scheint als die Ray-Chaudhuris, gehen zwar nur bis 320°, zeigen aber noch keinen Anfang zu dem starken Anstieg des Ausdehnungskoeffizienten, der bei Ray-Chaudhuri dort schon begonnen hat, liegen also mindestens etwas mehr im Sinne meiner Messungen. Daher möchte ich vorläufig meinen Werten den Vorzug geben.

Der Einfluß einer Zugbelastung besteht zunächst in einer Verschiebung des Curiepunktes nach niederer Temperatur. Nach Ray-Chaudhuri[8]) würde, wenn man seine Widerstandskurven nimmt, die wohl die zuverlässigeren sind, auf meinen Draht bei 1 mm Durchmesser und 0,3 kg Belastung eine Verschiebung von 1,0° C kommen. Wenn man dagegen seine Dehnungskurven nimmt, würden es nur etwa 0,15° sein. Ferner wirkt der Zug auch auf die Form der Magnetisierungskurve ein in dem Sinne, daß er die Magnetisierung erschwert. Nach Becker und Kersten[13]) macht ein Zug von 6,5 kg mm^{-2} die sehr steile Kurve weichen Nickels fast zu einer durch den Nullpunkt gehenden Geraden. Hieraus läßt sich auf die 0,3 kg des bei meinen Versuchen verwendeten Schwingkörpers schwer extrapolieren, aber soviel kann man wohl sagen, daß die Kurven nicht völlig verzerrt werden können.

e) Amplitude. Ob die Größe der Anfangsamplitude auf die Schwingungsdauer von Einfluß ist, wurde nicht untersucht, wohl aber wurde bei allen Messungen nur ganz wenig von einem und demselben Werte 12 Minuten abgewichen.

f) Curiepunkt. Seine tiefe Lage, 340°, ist im wesentlichen durch den Mangangehalt verursacht, der etwa 13° ausmacht[14]), dazu kommt die kleine Wirkung der Belastung, nach (d) höchstens 1°. So wird mit 354° der sonst oft für richtig gehaltene Wert von 356° nahezu erreicht. Wenn nun in der Literatur noch erheblich höhere Werte angegeben werden, z. B. 370°[15]), so ist hierfür ein Grund vorläufig nicht einzusehen, zumal auch die Figur von Quimby[10]) für den Einkristall etwa 356° ergibt.

g) Das Erdfeld war nicht kompensiert. Die Wirkung der Vertikalkomponente von etwa $^1/_2$ Gauß ist nach den Isothermen der Fig. 3 im Maßstabe der Fig. 2 und 3 an der Grenze der Wahrnehmbarkeit. Über einen Einfluß der Horizontalkomponente läßt sich vorläufig nichts sagen.

Zusammenfassung.

Die von London vorhergesagte unstetige Änderung der elastischen Konstanten ferromagnetischer Kristalle am Curiepunkt wird für den Torsionsmodul eines gealterten Nickeldrahtes nachgewiesen. Nach Heisenberg sollte dies als eine mechanische Folge der Entkoppelung von Valenzkräften aufzufassen sein. Wird jedoch der Modul unter der Wirkung eines magnetischen Längsfeldes gemessen, so zeigt er bei steigender Temperatur erst ein Minimum, dann ein Maximum und schließt sich dann der geraden Linie, die ihn jenseits des Curiepunktes annähernd darstellt, so an, daß die Unstetigkeit des Überganges mit wachsender Feldstärke zum mindesten viel kleiner wird, während sie bei Entkoppelung von Valenzkräften sich jedenfalls nicht verkleinern, sondern eher größer werden sollte. Nach diesen Versuchen wird man das Verhalten der elastischen Konstanten ferromagnetischer Stoffe am Curiepunkt nicht durch eine Entkoppelung von Valenzkräften erklären können, sondern in das Gebiet der Magnetostriktionserscheinungen verweisen.

Herrn Prof. Heisenberg danke ich herzlich für einige Diskussionen.

12) L. Uffelmann, Phil. Mag. **10**, 633, 1930.

13) R. Becker und M. Kersten, Zeitschr. f. Phys. **64**, 660, 1930.

14) Seiji Kaya und A. Kußmann, Zeitschr. f. Phys. **72**, 293, 1931.

15) G. Borelius, Ann. d. Phys. (5) **8**, 261, 1931. Die dort angegebene Belegstelle kann ich nicht finden.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 7. April 1932.)

Sichtbarmachung hochfrequenter elektrischer Schwingungen durch elektrodenlose Glimmentladung.

Von F. Herold.

Der Nachweis der Knoten und Bäuche von elektrischen Schwingungen längs Drähten (Lecher) kann bekannterweise mit einer kleinen, zwischen zwei Drähten verschiebbaren Entladungsröhre geschehen. Werden die Drähte nach Arons in eine evakuierte Glasröhre gebracht, so entsteht ein leuchtendes Wellenband, bei dem die Spannungsknoten dunkel erscheinen. Die Demonstration der elektrischen Schwingungen in Spulen geschieht in der Seibtschen Anordnung. Wird eine Seibtsche Spule mit einem Schwingungskreis in Resonanz gebracht, so zeigen die Büschelentladungen zu einem parallel zur Spule ausgespannten Draht die Lage der Spannungsbäuche an[1]). Außerdem können nach Grimsehl[2]) die Stellen maximaler Potentialschwankungen in einem langen, neben der Spule angebrachten, evakuierten Glasrohr gezeigt werden.

Im folgenden soll über eine Methode berichtet werden, durch welche die Lage der Knoten und Bäuche bei elektrischen Schwingungen in langen Spulen sichtbar gemacht wird durch verschiedenfarbiges Leuchten ein und desselben Gases unter bestimmten Versuchsverhältnissen. Die Methode ist als Vorlesungsversuch für große Hörsäle besonders geeignet.

Eine Spule (S) wird in der folgenden üblichen Schaltung (Fig. 1) mit einem Schwingungskreis

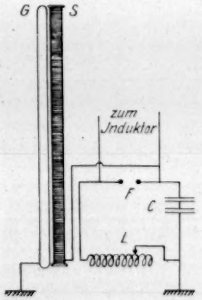


Fig. 1. F Funkenstrecke; C Leydener Flaschen; L Variable Selbstinduktion.

in Resonanz gebracht. Am besten benutzt man 1 bis 3 m lange Spulen mit einer Lage Windungen von etwa 0,2 mm dickem isolierten Kupferdraht bei einem Spulendurchmesser von 4 bis 6 cm. Auf die Beschreibung der einzelnen Schaltelemente kann hier verzichtet werden. Neben der Spule ist eine zu evakuierende Glasröhre G von derselben Länge in möglichst kleinem Abstand aufgestellt. Zweckmäßig kommen Röhren mit Durchmessern von 2 bis 6 cm in Betracht.

Befindet sich nun in der Glasröhre Luft oder ein Gas unter einem Druck von ungefähr 1 mm Hg, so beobachtet man im Falle der Resonanz

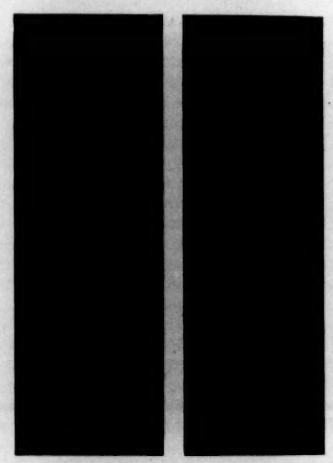


Fig. 2.

folgende Leuchterscheinungen (Fig. 2). An den Spannungsbäuchen wird das betreffende Gas zu anderer Lichtemission angeregt als an den Stellen, wo sich Strombäuche befinden. Die farbigen Lichterscheinungen sind intensiv und können noch verstärkt werden, wenn man auf die der Spule weggewandten Außenseite der Röhre einen schmalen, geerdeten Metallfolienstreifen aufklebt, welcher zur Spule parallel läuft. Die in Fig. 2 abgebildeten photographischen Aufnahmen sind mit Schleussners Tempo-Braun-Platten ohne Filter erhalten worden. Am oberen Ende der Spule befindet sich jedesmal ein Spannungsbauch. Man erkennt deutlich den Schwingungszustand der Spule, $^3/_4\,\lambda$ bzw. $^5/_4\,\lambda$. In der Grundschwingung ($\lambda/_4$) ist das Leuchten in der Röhre am stärksten. Mit dem Auge können selbst in großer Entfernung noch weitere Oberschwingungen festgestellt werden. Die photographische Aufnahme ohne Filter reicht dann zur sauberen Trennung der Knoten und Bäuche nicht mehr aus.

1) R. Mecke und A. Lambertz, Vorlesungstechnik, Bd. 1 d. Handb. d. Physik (H. Geiger u. K. Scheel) 1926, S. 142, 143. L. Arons, Wied. Ann. d. Phys. u. Chem. **45**, 553, 1892.

2) E. Grimsehl, Physik. Zeitschr. **8**, 484, 1907.

Die Farbe des Lichts bei den Spannungsbäuchen stimmt mit der des negativen Glimmlichts überein und die Färbung an den Spannungsknoten ist dieselbe wie bei der positiven Säule des betreffenden Gases. In nachfolgender Tabelle sind einige Gasarten und die bei ihnen auftretenden Leuchterscheinungen zusammengestellt.

Tabelle.

Gas	Spannungs-	
	Bäuche	Knoten
Luft	blau	rot
Stickstoff	blau	rot
Sauerstoff	blaugrün	blaßrot
Wasserstoff	grünlichblau	bläulichweiß
Helium-Neon-Gemisch	hellblau	rosarot
Argon	blau	tiefrot
Kohlendioxyd	grün	violettblau
Ammoniak	bläulich	rosaweiß
Methan	mattblau	mattrosa

Die beschriebenen Erscheinungen sind an den Druckbereich von ungefähr 0,6 bis etwa 2 mm *Hg* gebunden. Unmittelbar voraus gehen die bekannten Büschelentladungen, wobei die Stellen an den Spannungsknoten dunkel bleiben. Bei weiterem Evakuieren verschwinden die verschiedenen Lichtfarben und man erreicht den Zustand der gewöhnlichen Geißlerröhre ohne Innenelektroden.

Über weitere Versuche soll später berichtet werden.

Institut für Angewandte Physik der Universität Frankfurt a. M., März 1932.

(Eingegangen 2. April 1932.)

Allgemeines Dampfdruckgerät.

Von R. Mohr.

Die bisherige Behandlung der Dämpfe im Torricellischen Vakuum ist umständlich, für Demonstrationsversuche oft unübersichtlich und nicht immer genau und für absolute Messungen stets vom Barometerstand abhängig.

Das neue Gerät ermöglicht unter Ausschaltung des Luftdrucks die Demonstration (und bei entspr. Anordnung die exakte Messung):

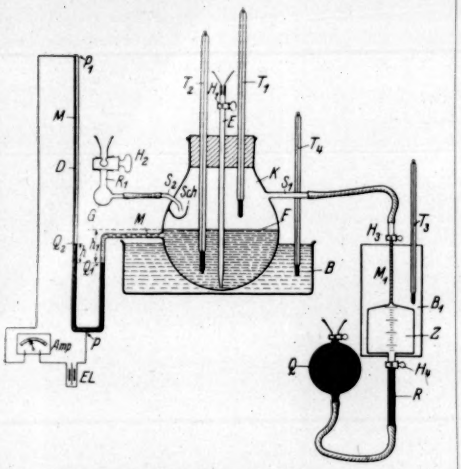
1. der Abhängigkeit von Druck und Temperatur gesättigter Dämpfe,
2. der Abhängigkeit des Siedepunktes vom Druck (Siedepunktserhöhung, -erniedrigung),
3. der Kondensation gesättigter Dämpfe bei konstanter Temperatur durch Druckerhöhung,
4. der Kondensation gesättigter Dämpfe bei konstantem Druck durch Temperaturerniedrigung, (Kondensationsthermometer),
5. der Dampfdichte,
6. des Daltonschen Gesetzes,
7. des Verhaltens ungesättigter Dämpfe.

Das Gerät besteht im Prinzip aus einem druckfesten Glaskolben K mit den Stutzen S_1, S_2 und dem Manometerrohr M. Der 3fach durchbohrte Stöpsel faßt die Thermometer T_1, T_2 und das Einfüllrohr E, das durch den Hahn H_1 verschließbar ist. S_2 führt ins Innere von K und mündet in die Schale SCH. K steht im Heizbad B. An S_1 ist durch einen Druckschlauch ein zylindrisches Meßgefäß Z angeschlossen. Dieses mündet oben in ein dünnes Meßrohr M_1, dessen S_1 zugewandtes Ende durch den Hahn H_3 verschließbar ist, und ist am unteren Ende durch den Dreiweghahn H_4 verschließbar; es steht im Bad B_1. H_1 verbindet Z durch das Rohr R und einen Druckschlauch mit dem Quecksilbergefäß Q_1, das mit einem Fülltrichter und Abschlußhahn versehen ist. S_2 steht durch einen Druckschlauch in Verbindung mit dem Kölbchen G, in das die Einfüllröhre R_1, die mit dem Einfüllhahn H_2 verschlossen ist, mündet. In das Manometerrohr ist (für genaue Messungen) der dünne Draht D von P bis P_1 eingeführt, der mit dem Element EL und dem Amperemeter AMP einen Stromkreis bildet.

Ausführung der Versuche.

Die Flüssigkeit, deren Dampf zu untersuchen ist, wird in K durch E eingefüllt und H_1 bei noch gefülltem E verschlossen. Durch Q wird das Quecksilber bis H_4 getrieben. Bei Dämpfen, die leichter als Luft sind, füllt man das offene Ende des Manometerrohres ebenfalls mit Flüssigkeit. H_2 ist geschlossen (vgl. die Figur), H_3 verbindet K durch M_1 mit Z und H_4 Z mit der Außenluft. B und B_1 werden erhitzt. Die Flüssigkeit kommt zum Sieden, der Dampf strömt bei H_4 aus. (Soll der Dampfdruck oberhalb des Siedepunktes bestimmt werden, ist das geschlossene Ende des Manometerrohres entsprechend lang zu wählen und beim Füllen desselben darauf zu achten, daß der Raum oberhalb Q_2 ein vollkommenes Vakuum wird [h also vor dem Einfüllen der Flüssigkeit gleich dem Barometerstand ist]). Z wird durch H_4 geschlossen (Z ist also nicht in Verbindung mit K). Es kann jetzt durch Messung von h (unter Berücksichtigung

von h_1) und Beobachtung von T_1 der Versuch 1 ausgeführt werden, ferner durch Beobachtung der Flüssigkeit und T_2 der Versuch 2. Durch



H_2 können andere Flüssigkeiten eingefüllt werden, die gegebenen Falles durch heben von G nach SCH laufen, um Mischungen zu vermeiden. (Versuch 6.) Wird H_3 geschlossen, Q mit Z durch H_4 verbunden, so kann durch Hebung von Q in Z Kondensation herbeigeführt werden, und, wenn das Volumen von Z bekannt ist, die Dampfdichte bestimmt werden, indem die kondensierte Flüssigkeit in M_1 gemessen wird. (Versuch 3 und 5.) (Für Wasser wäre z. B. eine Dimensionierung $Z \approx 1\,dm^3$, Durchmesser von $M_1 \approx 0{,}5$ mm zweckmäßig.) Stellt man den ursprünglichen Zustand wieder her, so daß also Z mit gesättigtem Dampf gefüllt ist, sperrt die Verbindung mit K durch H_3 ab und erhitzt B_1, so erhält man in Z überhitzten Dampf, dessen Verhalten (Volumenänderung) bei Druckänderung (Heben oder Senken von Q) und Temperaturänderung (Ablesen von T_3) beobachtet werden kann. (Versuch 7.) Nach Entfernung der Schlauchverbindung bei R und H_3 kann das mit gesättigtem Dampf angefüllte Z mit B_1 umgekippt werden, so daß die sich bei Abkühlung von B_1 kondensierende Flüssigkeit in M_1 sammelt und dort meßbar wird. Damit sich das Kondenswasser in M_1 sammelt, ist darauf zu achten, daß das bei H_3 aus B_1 herausragende Rohrstück von M_1 etwas unter die Temperatur von T_3 abgekühlt wird. Jeder von M_1 angezeigten Flüssigkeitsmenge entspricht eine Temperatur t_n, die natürlich unterhalb der von T_3 beim Verschließen von H_3 und H_4 angezeigten liegt.

Vorstehende Beschreibung gibt nur eine mögliche Ausführung des Geräts wieder.

(Eingegangen 12. April 1932.)

BESPRECHUNGEN.

F. Fischer und H. Lichte, Tonfilm-Aufnahme und Wiedergabe nach dem Klangfilm-Verfahren. Herausgegeben für die Klangfilm G. m. b. H. Berlin. 455 Seiten, 378 Abb. Leipzig 1931. Verlag S. Hirzel. Preis geb. RM 27.50.

Mit einem kurzen Abriß über die Entwicklung und den heutigen Stand der Tonfilmindustrie wird der Leser in das Buch eingeführt. Diese Einführung gibt ihm ein Bild von dem raschen Großwerden dieses jungen Zweiges der Elektrotechnik und rechtfertigt wohl deutlich die Notwendigkeit der vorliegenden, zum ersten Male umfassenden und eingehenden Darstellung des gesamten Gebietes. Daß diese Darstellung zudem aus der Hand von Fachleuten erfolgte, die selbst die rasche Entwicklung mitfördern halfen, erhöht seinen Wert und gibt dem Leser die Gewähr, gründlich und vollständig beraten zu werden.

Die Bestimmung des Buches, dem Physiker wie dem Techniker alles Wissenswerte zu bringen, spiegelt sich in seiner Struktur wieder: Theoretische Überlegungen und mathematische Ableitungen finden sich neben Bedienungsvorschriften und den verschiedensten praktischen Anleitungen. Trotzdem hat das Werk unter dieser doppelten Aufgabe seine Einheitlichkeit nicht eingebüßt.

Im ersten Teil werden die physikalischen Grundlagen der Klangfilmsysteme besprochen, wobei Schwärzungsverfahren, Amplitudenverfahren und Plattenverfahren einander gegenübergestellt und im einzelnen behandelt werden. Hierzu gehört u. a. eine ausführliche Darstellung der Kerrzelle und der Photozelle. Ebenso erfahren die photographischen Grundlagen eine ihrer Bedeutung entsprechende, eingehende Behandlung, die besonders gut gelungen erscheint. Die folgenden Abschnitte „Die Verstärkung unter Berücksichtigung der Entzerrung" und vor allem „Mikrophone und Lautsprecher" sind nicht nur eine dankenswerte Zusammenfassung dessen, was auf diesem Gebiet für den Tonfilm wertvoll ist, sondern sind, für sich genommen, Lehrbücher ihres Faches.

Der zweite Teil gibt uns in Wort und Bild einen guten Begriff von der technischen Gestaltung der Klangfilmapparate. Aufnahme- und Wiedergabeapparate werden samt den in ihrer Verbindung verwendbaren Verstärkern beschrieben. Wir werden mit der Praxis der Entwicklungs- und Kopierprozesse vertraut gemacht, die Probleme der Raumakustik

werden erörtert, und als Abschluß des Ganzen finden wir eine Beschreibung des Tonfilmateliers der Ufa in Neu-Babelsberg.

In der sonst vollständigen Literaturangabe vermißte der Ref. einen Hinweis auf die Arbeiten, die im Physikalischen Institut a. d. U. Leipzig (Abtlg. Prof. Karolus) ausgeführt wurden. Diese Versuche, die sich erstmals mit der Herstellung von Tonfilmen nach dem Schwärzungsverfahren mit Hilfe der Kerrzelle und den Untersuchungen der hierfür notwendigen Bedingungen befaßten, wurden später in einer Arbeit von Wohlrab (H. Chr. Wohlrab, „Über ein Verfahren zur photographischen Aufzeichnung elektrischer und akustischer Vorgänge", Diss. Leipzig 1930) niedergelegt.

Alles in allem ein Buch, für dessen Erscheinen eine große Schicht physikalisch und technisch Interessierter den Herausgebern dankbar sein wird.

F. Biedermann.

Pierre Brunet, Les physiciens hollandais et la méthode experimentale en France au XVIIIe siècle. Gr.-8°. 153 S. Paris 1926. A. Blanchard.

Pierre Brunet, Maupertuis, étude biographique. L'oeuvre et sa place dans la pensée scientifique du XVIIIe siècle. Gr.-8°. III u. 189 S. — Gr.-8°. VI u. 487 S. Paris 1929. A. Blanchard.

Pierre Brunet, L'introduction des théories de Newton en France au XVIIIe siècle (Bd. I) avant 1738. Gr.-8°. VII u. 355 S. Paris 1931. A. Blanchard.

In den oben aufgezählten Werken, die ein gewaltiges Material minutiös verarbeiten, behandelt der Verfasser in verschiedenen Variationen ein Thema, das dem historisch und erkenntniskritisch eingestellten Physiker eminent wichtig ist. Es handelt sich — auch in wesentlichen Partien des „Maupertuis" — um das Eindringen der Newtonischen Physik in die wissenschaftliche Welt des XVIII. Jahrhunderts.

Das Werk Newtons in seiner Originalfassung fand wegen der Strenge seines Stils und der Fremdartigkeit seines Systems nur schwer Eingang bei den Zeitgenossen und unmittelbaren Nachfolgern; sein Sinn wurde nicht verstanden; sein Inhalt großenteils nicht erfaßt, in vielen Fällen aus recht subalternen Mißverständnissen und Vorurteilen.

Den ersten gewaltigen Schritt, das Werk elementar, ohne wesentliche Einbuße seines Sinnes zu erklären, taten die Holländer, vor allem 'sGravesande, der aus Newtons Principia und seiner Optik, einzig an Hand von Versuchen, ein Lehrgebäude schuf, das den Grund legte zu den modernen Systemen der Experimentalphysik bis in unsere Zeit hinein und zurück bis zum vollen Verständnis der ursprünglichen Arbeiten.

Diese Entwicklung verfolgen die erste und dritte der genannten Arbeiten des Verfassers in einzigartiger Weise. In den „Holländischen Physikern" gibt Brunet als Einleitung ein Exposé über seine Stellung zur Historie der Wissenschaft überhaupt und fordert, sie solle bei Behandlung eines Sondergebietes das Kontinuum der speziell gerichteten Forschung denkbar vollkommen in seiner Entwicklung darstellen, unter steter strenger Bezugnahme auf das Gesamt des zeitgenössischen wissenschaftlichen Denkens, „das wie ein Netz ist, dessen sämtliche Maschen auf irgendeine Weise zusammenhängen".

Daß damit der Einzelne zum Organ in einer Gemeinschaft wird, daß der kollektive Charakter wissenschaftlicher Arbeit stark hervortritt und daß der überragende Kopf einzig zum Besten und Repräsentanten unter seines Gleichen wird, nicht zur Sondererscheinung, die keinen Vergleich ermöglicht, ist die unmittelbare Folge solcher Einstellung.

Und sie erweist sich als günstig und ertragreich für Themen, in denen Kollektivarbeit die Arbeit der Zeit ist, für Epochen, die neues Gut verarbeiten.

Die wissenschaftliche Atmosphäre in Frankreich und Holland, in die Newtons Arbeit traf, und deren allmählichen Wandel aufzuzeigen, gelingt Brunet in einer bisher noch nicht erreichten Vollendung. In ihrer Herausarbeitung darf man das Hauptverdienst des Verfassers erblicken. Der Stoff, der im wechselnden Licht dieser Atmosphäre ausgebreitet wird, ist — gemäß den Leitsätzen des Verfassers, — umfassend und vielseitig. Bedauerlicherweise fehlt ein alphabetisches Verzeichnis der einzelnen Materien, so daß die beiden Arbeiten als Nachschlagewerke, zu denen sie ihr Reichtum durchaus mit prädestinieren würde, nur mit Mühe verwendbar sind.

In der großen zweibändigen — von der Académie des sciences mit dem Prix Binoux gekrönten — Studie über Maupertuis gibt der Verf. ein Porträt, in welchem Wirken und Leistung Maupertuis lebendig zur Darstellung gelangen. Hier darf nur der physikalischen Abschnitte Erwähnung geschehen, denen die gleichen Vorzüge wie den oben besprochenen Werken eignen. Dazu aber zeigt sich deutlich ein Schatten, den die verwendete Methode erzeugt. Gewiß kommt das Prinzip der kleinsten Aktion als Problem der Epoche deutlich heraus; aber um der „Atmosphäre" willen bleiben seine Umrisse unbestimmt; und von einer wirklichen Wertung des Maupertuisschen Anteils kann nicht die Rede sein. — Auch diesem Werke fehlt leider ein Schlagwortverzeichnis.

Eine detaillierte Aufzählung der einzelnen Kapitel kann hier nicht gegeben werden. Es muß der Hinweis genügen, daß jeder, der über diesen Zeitabschnitt arbeitet, diese Werke, denen der Verlag eine würdige Ausstattung gegeben hat, mit dem reichsten Nutzen und großem Genuß lesen wird.

Paul Hahn.

W. Hume—Rothery, The metallic State; Electrical Properties and Theories. Gr.-8°. XX u. 372 S., m. 66 Fig. Oxford 1931. Clarendon Press. 25 s.

Das Buch ist vom Standpunkt und zur Förderung der wissenschaftlichen Metallkunde geschrieben, kann aber jedem Physiker als ausgezeichnete Einführung in die Erkenntnis vom metallischen Zustande empfohlen werden.

Einleitend wird eine Gruppierung der metallischen Stoffe gegeben und eingehend erläutert. Der Verfasser unterscheidet 1. reine Metalle; 2. primäre feste Lösungen mit Substitution, d. h. feste Lösungen mit der Struktur der Ausgangselemente — diese nach Zufall auf die Gitterpunkte verteilt; 3. primäre feste Lösungen mit Zwischenlagerung, d. h. feste Lösungen mit der Struktur der Ausgangselemente — die gelösten Atome in die Zwischenräume des Gitters eingelagert; 4. sekundäre metallische Lösungen, deren Struktur von derjenigen der reinen

Komponenten verschieden ist; 5. intermetallische Verbindungen.

Der erste experimentelle Teil des Buches bringt in kurzen übersichtlich angeordneten Abschnitten, an deren Schluß die benutzte Literatur jedesmal vereinigt ist, für die genannten Gruppen metallischer Stoffe die wichtigsten Tatsachen über Elektrizitäts- und Wärmeleitung, galvanomagnetische und thermomagnetische Effekte und die thermoelektrischen Effekte; über die Abhängigkeit dieser Eigenschaften von verschiedenen Faktoren wie Temperatur, Druck, Deformation, Kristallrichtung; ferner über die Elektronenemission infolge Temperaturerhöhung, Bestrahlung oder starker elektrischer Felder und über die Kontaktelektrizität und ihre Beziehungen zu Photoeffekt, Thermoelektrizität und elektrolytischem Lösungspotential. Es ist selbstverständlich, daß von dem ungeheueren Beobachtungsmaterial der Literatur auf den 161 groß gedruckten Seiten nur eine kleine Auswahl in Tabellen und Kurven vorgeführt wird, wobei wohl mit Recht den neueren Beobachtungen der Vorrang eingeräumt wird, da sie an besser definierten Metallproben und mit stärker veränderten Versuchsbedingungen erhalten sind. Eine erschöpfende Behandlung des Beobachtungsmaterials liegt also nicht vor, auch nicht des modernen.

Der Verfasser beschränkt sich in diesem Teil des Buches im wesentlichen auf einen sachlichen Bericht über die verschiedenen Originalarbeiten und die im Anschluß daran entstandenen Diskussionen. Seine Kritik betont vielfach die unzureichende thermische Behandlung der untersuchten Legierungen und die Notwendigkeit, bei künftigen physikalischen Untersuchungen mehr Gewicht auf diese Dinge zu legen. Vielleicht hätte Verfasser bei der Aufnahme empirischer Beziehungen vorsichtiger sein können, wenn diese allzu unwahrscheinlich sind, z. B. führt die Beziehung (Bidwell) Wärmeleitvermögen $\lambda = C_p \left[\frac{A}{T} + B\right]$ zu einem mit sinkender Temperatur abnehmenden Wärmeleitvermögen, was nicht stimmt.

Der zweite Teil des Buches gibt eine chronologische Übersicht der Elektronentheorien von Drude bis Bloch, und zwar wird jede selbständige Theorie in einem besonderen Kapitel zunächst in leicht verständlicher Weise skizziert und dann ausführlicher dargestellt. Die kritische Besprechung, die sich jedesmal anschließt, und die Vorzüge und Nachteile jeder Theorie abwägt, macht die Lektüre besonders interessant. Daß der Verfasser auch die älteren Theorien ausführlicher Kritik unterwirft, obwohl sie längst als überholt gelten können, scheint gerechtfertigt, denn gerade die Kritik zeigt die Punkte auf, in denen die älteren Theorien ein Körnchen Wahrheit enthalten und worin sie Bausteine für die modernen Theorien bilden. Behandelt werden die Theorien von Drude, Lorentz, Thomson (Dipoltheorie), Wien und Grüneisen, Bridgman, Hall, dann die Elektronengittertheorie von Lindemann und schließlich die Theorien von Sommerfeld, Houston und Bloch einschließlich der Beiträge von Brillouin, Frenkel und Mirolubow, Nordheim und Lennard-Jones.

Einen besonderen Reiz erhält das Buch durch den Schlußabschnitt, in dem der Verfasser wesentlich auch seine eigenen Anschauungen entwickelt. Er beleuchtet die Stellung der Metalle im periodischen System, ihre Kristallstruktur und Atomabstände als Folge der Gruppierung der äußeren Elektronen, den Ionisationszustand der Atome, die Natur der festen Lösungen und intermetallischen Verbindungen.

E. Grüneisen.

A. F. Weinhold, Physikalische Demonstrationen. Anleitung zum Experimentieren im Unterricht an höheren Schulen und Technischen Lehranstalten. 7. Aufl., bearbeitet v. L. Weinhold und M. Günther. X u. 740 S., mit 592 Fig. Leipzig 1931. J. A. Barth. Brosch. RM 45.—, geb. RM 48.—.

Vor 50 Jahren erschien zum ersten Male das vorliegende, heute weit verbreitete Werk der Vorlesungs-Experimentierkunst. Jetzt liegt es als neue, 7. Auflage vor uns. In dieser Zeitspanne hat sich vieles auf dem Gebiete der physikalischen Demonstrationen geändert, und es bedeutet keine leichte Aufgabe für die Herausgeber, das Buch immer wieder dem neuesten Stande der Wissenschaft und der Didaktik anzupassen. L. Weinhold und M. Günther haben die Bearbeitung der neuen Auflage übernommen. Durch Streichung veralteter Versuche, weglassen einiger überflüssiger Figuren und Vergrößerung des Satzspiegels wurde für Ergänzungen Raum geschaffen, ohne dabei die Seitenzahl vermehren zu müssen. Die Anlage des Werkes ist unverändert geblieben. Die Versuche sind alle so beschrieben, daß sie ohne große Schwierigkeiten von jedem nachgemacht werden können. Angaben von Details, wie genaue Maße u. ä., bedeuten in dieser Hinsicht gerade für den weniger Geübten eine große Hilfe. Der Text und auch einige Figuren wurde weitgehend revidiert, einige Kapitel (z. B. Wärme) etwas anders angeordnet. An wesentlicheren Ergänzungen sind zu nennen: Aerodynamik (Luftfahrtversuche), Wärmespektrum, Kathodenstrahlen, Photoeffekt, Oszillographen, Transformatoren, Elektronenröhren u. a. Bei einigen Versuchen finden sich, wie in den früheren Auflagen, Hinweise auf andere Werke dieser Art.

Der Kreis, für den dieses Buch gedacht ist, besteht aus Lehrern der höheren und Technischen Lehranstalten. Aber eine große Zahl der beschriebenen Versuche wird man auch in den meisten Universitätsvorlesungen vorfinden.

Über die großen Vorzüge dieses Buches braucht kaum mehr gesagt zu werden. In 50 Jahren ist es ein unentbehrliches Hilfsbuch geworden, es gehört der klassischen Physikliteratur an. Aber es scheint mir, daß es Gefahr läuft, diese Stellung einzubüßen. An vielen Stellen sprechen doch noch zu deutlich die vergangenen Jahrzehnte. Schon äußerlich macht es sich in einer großen Zahl veralteter Bilder und zu ausführlicher Beschreibungen bemerkbar. Die Demonstrationstechnik hat gerade in den allerletzten Jahren eine große Umstellung erfahren, angeregt dadurch, daß sich die Erkenntnis von dem Wert und der unbedingten Notwendigkeit der Vorführungen im Unterricht immer mehr durchgesetzt hat. Eine große Zahl von Fabriken baut Schulapparate, die sich von den früheren durch Einfachheit, schöne Formgebung und besondere Eignung für den anschaulichen Unterricht stark unterscheiden. Es sei nur als Beispiel an die Pohlsche Experimentiertechnik erinnert, einen großen Teil dieser Apparate findet man heute in den höheren Schulen vertreten. Und dabei erfordern diese Apparate gar nicht immer besonders große finanzielle Mittel; auch lassen sie sich mit einiger Mühe selber herstellen. Von diesem neuen Geist, der sich auch in einer anderen Ausbildung der Lehrer bemerkbar macht, ist leider in dem Weinholdschen Buche noch sehr wenig zu spüren. Daß einige wichtige Versuche (z. B. Ferromagnetismus, Elektronenröhren als Schwingungserzeuger und deren Anwendungen usw.) ganz fehlen, fällt dabei nicht so schwer ins Gewicht.

Das Weinholdsche Buch ist ein nützliches Buch, mit einer Fülle praktischer Winke, schöner Versuche usw. und man möchte es sicher nicht gerne missen; aber gerade deswegen wäre ihm, bei aller Anerkennung der dabei zu überwindenden Schwierigkeiten, eine gründlichere Umarbeitung unter stärkerer Betonung der modernen Experimentiertechnik und hemmungsloserer Streichung älterer, für das Prinzipielle nicht wesentlicher Stellen besonders zu wünschen.

H. Sack.

M. Pirani, Graphische Darstellung in Wissenschaft und Technik. Kl.-8°. 149 S., m. 71 Abbildungen. 2., verbesserte Auflage, besorgt durch J. Runge (Sammlung Göschen Nr. 728). Berlin-Leipzig 1931. W. de Gruyter & Co. Geb. RM 1.80.

Das Büchlein gibt in der vorliegenden, gegenüber der ersten vielfach veränderten Auflage eine übersichtliche, sehr brauchbare Einführung in die Lehre von den graphischen Darstellungen, wie sie speziell auch der Physiker benötigt. Aus dem Inhalt: Darstellung der Abhängigkeit zweier Größen mit unbekanntem und bekannten theoretischem Zusammenhange durch Kurven und Skalen (Kap. 1 und 2); Netz-, Fluchtlinien- und andere Tafeln (3. Kapitel).

Haupt.

M. Cohn und W. Barth, Lehrbuch der Röntgenstereoskopie. Gr.-8°. 323 S., m. 193 Abbildungen und 2 Tafeln mit Stereobildern. Leipzig 1931. Georg Thieme. Geb. RM 33.—, geh. RM 30.—.

Die Tatsache, daß kurz hintereinander 2 ausführliche Bücher über Röntgenstereoskopie erschienen sind (das erste Werk von Ebbenhorst, Tenbergen und v. Albada wurde ebenfalls an dieser Stelle besprochen), läßt die Notwendigkeit einer eingehenden Klärung der physikalischen und medizinischen Grundlagen der Röntgenstereoskopie erkennen.

Den Physiker interessiert nur der erste, umfangreichere Teil des neuen Buches, den W. Barth geschrieben hat.

Der Verfasser geht von der monokularen Bildbetrachtung aus und behandelt die dafür gültigen Prinzipien der Zentralprojektion. Hierauf werden die Grundlagen der Stereoskopie in der Röntgendurchleuchtung und Aufnahmetechnik erläutert. Die Unterschiede der optischen bzw. der Röntgenstereoskopie werden herausgeschält und spezielle Apparaturen für Röntgenstereoaufnahmen beschrieben. Hierbei kommt die verschiedene Leistungsfähigkeit der Apparaturen nicht immer klar zum Ausdruck.

Für den Röntgenphysiker besonders wichtig ist die im 3. und 4. Kapitel beschriebene subjektive Stereoskopie. Die Fehler, die durch die Aufnahmetechnik bedingt sind, werden in bezug auf stereoskopische Betrachtung beurteilt und in physikalisch einwandfreier Weise erklärt. Es ist das große Verdienst des Verfassers, diese Verhältnisse physikalisch geklärt und in geordneter Weise zusammengestellt zu haben; vielleicht trägt diese Arbeit dazu bei, die vielen Unklarheiten, die auf seiten der Mediziner bei der Beurteilung von Stereobildern herrschen und gelegentlich die Röntgenstereoskopie in Mißkredit bringen, zu beseitigen.

Von Interesse sind noch die Abhandlungen über die Betrachtung verkleinerter Röntgenstereobilder und in Kapitel 5 die ausführliche Erörterung der physikalischen Bedingungen für die objektive Auswertung von Röntgenstereogrammen mit besonderer Berücksichtigung der dabei auftretenden Fehlermöglichkeiten. Das Studium dieses Buches ist jedem sehr zu empfehlen, der sich mit den Fragen der Röntgenstereoskopie vertraut machen will.

R. Berthold.

W. Gent, Die Raum-Zeit-Philosophie des 19. Jahrhunderts. Historische, kritische und analytische Untersuchungen. Gr.-8°. XII u. 397 S. Bonn 1930. Friedr. Cohen. RM 16.—.

Der Verf. hat in einem früheren Bande „Die Philosophie des Raumes und der Zeit" (1926, vgl. diese Zeitschr. **30**, 657, 1929) die Geschichte der Begriffe des Raumes und der Zeit von Aristoteles bis zum vorkritischen Kant gegeben. Der vorliegende Band bietet den Abschluß. Er umfaßt weit mehr, als der Haupttitel angibt, nämlich außer dem 19. Jahrhundert noch den kritischen Kant und die Gegenwartsphilosophie. Den modernen mathematischen und physikalischen Ideen ist das Kapitel „Raum, Zeit und mathematische Physik" (298—308) gewidmet, in dem Riemann, Helmholtz, Einstein, Schouten, Reichenbach und Weyl zu Worte kommen. Am besten gefallen mir die ersten 15 Kapitel und darin besonders die Darstellung von Kant. Die Phänomenologie des Raumes und der Zeit bei Kant ist ausgezeichnet herausgestellt und es ist auch auf die weltanschauliche Bestimmtheit der Kantischen Lehre gebührend hingewiesen. Dagegen ist der Typus der echten Metaphysik Kants, soweit sie Raum und Zeit betrifft, nicht gesehen. Ich vermisse in dem Bericht über die unmittelbare Vorgegenwart, die auch noch in die nächsten Kapitel hineinreicht, eine Anzahl von Namen, so Wundt, Külpe, B. Erdmann, Kroman u. a.

Die Behandlung der Gegenwart, der fast ausschließlich die letzten Kapitel gewidmet sind, befriedigt nicht. Am wenigsten die Ausführungen über „Raum, Zeit und mathematische Physik". Sicherlich stehen einige gute Bemerkungen in ihnen: über das Verhältnis der modernen Physik zu Kant, über Physik und Philosophie, über Mathematisierung der Welt. Aber sie sind sehr dürftig. Wichtige Gedanken, so die Verkoppelung von Raum und Zeit, von Raum und Materie, die Umkehr der Zeit, werden nur angedeutet. Die Behandlung der nichteuklidischen Geometrie läßt nicht entfernt ahnen, was für philosophische Diskussionen sich darum gesponnen haben. Was behandelt wird, hätte sich ontologisch viel tiefer fassen lassen, so die Probleme der Gleichzeitigkeit, der Metrik. Vor allem aber sind in diesem Kapitel und in den folgenden ganze Problemkreise und ihre Literatur übersehen. Dahin gehören das Problem der Gegenstandsstruktur der mathematischen Räume und ihres Verhältnisses zur Zahl, das Problem von Raum und Zeit in der Quantentheorie, das Problem der historischen Zeit, das zwar naturgemäß gelegentlich gestreift wird, dessen ganze Ausbreitung man aber vergeblich sucht, vor allem das Problem des Raumes als des Urgrundes der Welt, um das philosophische Gedanken schon lange gekreist haben und zu dem die modernen physikalischen Gedanken immer mehr hindrängen. Warum sind ferner von den Gegenwartsdenkern mit Ausnahme von Schouten und Bergson (dessen

durée sehr oberflächlich erfaßt ist) nur deutsche berücksichtigt?. Es sieht fast so aus, als ob in diesem Buche über Raum und Zeit der Mangel an Raum und Zeit für den Typus der letzten Kapitel mitbestimmend gewesen ist. Das ständige Unterbrechen des Textes durch Buchtitel und Seitenzahlen stört hier mehr als in dem früheren Bande. Trotz dieser Ausstellungen sei den Physikern das Studium des Buches empfohlen, weil sie daraus lernen können, daß in Raum und Zeit noch ganz andere Probleme stecken, als der Physiker sie sieht und sehen kann.

Aloys Müller.

L. Brillouin, L'atome de Bohr. 364 Seiten. Paris 1931. Presses universitaires. Fr. 100.—.

Dieses Buch ist ganz der vorquantenmechanischen Atomphysik gewidmet. Es soll die Grundlage zum Verständnis der neuen Quantenmechanik geben, die dann in einem später erscheinenden Band der Sammlung dargestellt werden soll. Fast die ganze erste Hälfte ist der klassischen analytischen Mechanik und Elektrodynamik gewidmet. Die Darstellung konzentriert sich nur auf die für die Atomtheorie wesentlichen Teile und ist verblüffend einfach und originell gefaßt und stets mit äußerst lehrreichen Beispielen begleitet. Verfasser legt das Hauptgewicht auf den Begriff der adiabatischen Transformationen und Invarianten, so daß man schon in der klassischen Darstellung die Quantentheorie durchschimmern sieht. Besonders vorteilhaft ist die Anlehnung an die thermodynamischen adiabatischen Vorgänge, von denen der Verfasser ausgeht. Vielleicht hätte die klassische Störungstheorie kürzer ausfallen können; die quantenmechanische ist ja doch bedeutend einfacher.

In der zweiten Hälfte fällt es nach dieser Einführung dem Verfasser leicht, die grundlegenden Rechnungen der Bohr-Sommerfeldschen Atomtheorie darzustellen. Weiterhin werden in Ausführlichkeit die Theorien der Spektren in Coulombähnlichen Kraftfeldern dargestellt und Rydbergkorrektionen berechnet. Dann folgt eine Darstellung der Multiplettstrukturen und des anomalen Zeemaneffekts, Intensitätsfragen werden behandelt, Pauliprinzip und periodisches System; alles was mit vorquantenmechanischen Mitteln möglich ist und immer in einer Weise, die die quantenmechanische Weiterentwicklung gut durchblicken läßt.

Weißkopf.

Verhandlungen des 3. Internationalen Kongresses für technische Mechanik. Stockholm, August 1930, im Auftrage des Organisationskomitees hrsg. von C. W. Oseen und Waloddi Weibull. Band I, XXII u. 458 S., Band II, VII u. 474 S., Band III, VII u. 356 S. Stockkolm 1931. Ab. Sveriges Litografiska Tryckerier. P. A. Norstedt und Söner. Preis schwed. Kr. 130.—.

Die drei hervorragend ausgestatteten und gut redigierten, umfangreichen Bände geben ein schönes Bild von der Bedeutung der internationalen Kongresse für technische Mechanik, deren zweiter 1926 in Zürich stattfand und deren dritter 1934 in Cambridge tagen soll. Abgedruckt sind 166 Vorträge, vielfach mit interessanten Diskussionen; fast zur Hälfte in deutscher Sprache. Band I: Hydro- und Aerodynamik, Band II: Elastizität, Plastizität, Festigkeit, Ballistik, rationelle Mechanik, Band III: Stabilitäts- und Schwingungsprobleme. Bei der Mehrzahl der Arbeiten überwiegt die rein theoretische Komponente, doch sind auch eine große Anzahl experimenteller Beiträge darunter, bei denen die außergewöhnlich gute Wiedergabe der Fotos und Kurventafeln erfreut. Im einzelnen kann hier unmöglich auf den Inhalt eingegangen werden, aber es ist hervorzuheben, daß es sich um eine äußerst wertvolle Sammlung handelt, die jedem, der diesen Gebieten nahesteht, hochwillkommen sein muß. Das Ganze ist ein erfreulicher Beitrag zur Entwickelung der technischen Physik.

H. Hörig.

Tagesereignisse.

Das physikalische Institut der Landwirtschaftlichen Hochschule Berlin (erbaut 1907—1910 unter Professor Börnstein) wird auf Grund der preußischen Notverordnung vom 23. Dezember 1931, ab 1. Oktober 1932 aufgelöst.

Von demselben Zeitpunkt an wurde durch das preußische Ministerium für Landwirtschaft der Direktor des Institutes (Professor Dr. O. v. Bayer) und der Leiter der Werkstatt in den zeitweiligen Ruhestand versetzt. Den beiden wissenschaftlichen Assistenten wurde die Stellung gekündigt. Die Landwirtschaftliche und Tierärztliche Hochschule Berlin hoffen mit privaten Mitteln den Unterricht in beschränktem Maße fortführen zu können.

Nachtrag zum Vorlesungsverzeichnis.

Technische Hochschule Braunschweig: Lübcke: Schallwellen und Schallaufnahme, 1; Akustische Meßmethoden, mit Übungen, 1; Technisch-physikalische Arbeiten im Laboratorium, nach Verabredung.

Universität Heidelberg: Professor Dr. August Becker ist im Sommersemester 1932 wiederum mit der Leitung des Physikalisch-Radiologischen Instituts und mit der Abhaltung der Vorlesungen und Übungen beauftragt.

Personalien.

(Der Herausgeber bittet die Herren Fachgenossen, der Schriftleitung von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin Dr. Alfred Brauer für Mathematik und Dr. Stefan Bergmann für angewandte Mathematik, an der Technischen Hochschule Berlin Dr. Johannes Picht für Optik.

Ernannt: Der a. o. Professor für Chemie an der Universität Marburg Dr. Friedrich Krollpfeiffer in gleicher Eigenschaft an der Universität Gießen, der Privatdozent an der Universität Marburg Dr. Georg Wittig zum a. o. Professor für Chemie an der Technischen Hochschule Braunschweig, der Privatdozent an der Universität Erlangen Dr. Rudolf Scholder zum a. o. Professor für Chemie an der Universität Halle.

Gestorben: Der ord. Honorarprofessor für Mathematik an der Universität Heidelberg Geh. Hofrat Dr. Karl Köhler, der frühere ord. Professor der Elektrotechnik an der Technischen Hochschule Braunschweig Dr. Wilhelm Peukert, der ord. Professor der Infinitesimalrechnung an der Universität Turin Dott. Giuseppe Peano.

Für die Schriftleitung verantwortlich Prof. Dr. P. Debye in Leipzig. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.